

SERIE A, N°
N° D'ORDRE :

THÈSES

N° C.N.R.S.
A.O. 5421

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUE

PAR

AMBLARD Bernard

1^{re} THESE. — Mesure des paramètres de polarisation A et R dans la diffusion élastique π^- -proton à 6 et 16 GeV/c.

2^e THESE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 6 mars 1971 devant la Commission d'examen.

MM.P. FALK-VAIRANT *Président.*

P. LEHMANN

G. COHEN-TANNOUDJI

} *Examineurs.*

SERIE A, n°
N° D'ORDRE :

THÈSES

N° C.N.R.S.
A.O. 5421

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUE

PAR

AMBLARD Bernard

1^{re} THESE. — Mesure des paramètres de polarisation A et R dans la diffusion élastique π^- -proton à 6 et 16 GeV/c.

2^e THESE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 6 mars 1971 devant la Commission d'examen.

MM.P. FALK-VAIRANT *Président.*

P. LEHMANN
G. COHEN-TANNOUDJI } *Examineurs.*

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J. Teillac pour m'avoir accueilli à l'institut de Physique Nucléaire d'Orsay, à Monsieur le Professeur A. Berthelot et à Monsieur le Professeur P. Falk-Vairant, qui m'ont accueilli dans leur laboratoire du D Ph PE de Saclay, à Monsieur M. Vivargent, Directeur de Recherches, qui m'a permis de collaborer pour ce travail avec un groupe de Saclay, et à Monsieur L. van Rossum, qui a bien voulu me recevoir au sein de son groupe.

L'expérience décrite ici a été le fruit d'un travail collectif, dont je tiens à remercier tous les collaborateurs, et en particulier les membres du groupe, Messieurs P. Autonès, J. Bystricky, G. Cozzika, J. Deregél, J.M. Fontaine, M. Hansroul, F. Lehar, A. de Lesquen, J.P. Merlo, J. Movchet, J.C. Raoul, et tout particulièrement Y. Ducros, pour les conseils qu'il n'a cessé de me prodiguer. Je ne voudrais pas oublier non plus les techniciens du service de cryogénie de Monsieur P. Prugnes.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à J.M. Drouffe, A. Morel, G. Cohen-Tannoudji, du département de Physique théorique de Saclay, et à J. Schneider, de l'IPN, qui m'ont guidé avec patience dans l'interprétation théorique de nos résultats.

Enfin, je remercie chaleureusement Mademoiselle Paré et ses collaboratrices de l'IPN à Orsay, qui se sont aimablement chargées de la dactylographie et de l'impression de ce travail.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Les mesures expérimentales faites jusqu'à présent et concernant l'interaction pion-nucléon sont des mesures de distributions angulaires ou des mesures de polarisation P_0 , que ce soit en diffusion élastique $\pi^\pm - p$, ou en diffusion avec échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ (1 à 4)*. La matrice de réaction correspondant à ces diffusions peut se décomposer en termes d'amplitude de retournement de spin g et d'amplitude de non retournement de spin f dans le canal direct :

$$M = f(s, t) + i g(s, t) \vec{\sigma} \cdot \vec{n}$$

(nous préciserons plus loin toutes ces quantités). Or, les distributions angulaires sur cible non polarisée I_0 et la polarisation P_0 (asymétrie de la distribution angulaire avec une cible polarisée normalement au plan de réaction) s'écrivent :

$$I_0 = |f|^2 + |g|^2$$

$$P_0 = \frac{2 \operatorname{Im} f g^*}{|f|^2 + |g|^2}$$

(ceci dans l'hypothèse où il y a conservation par parité et par renversement du temps).

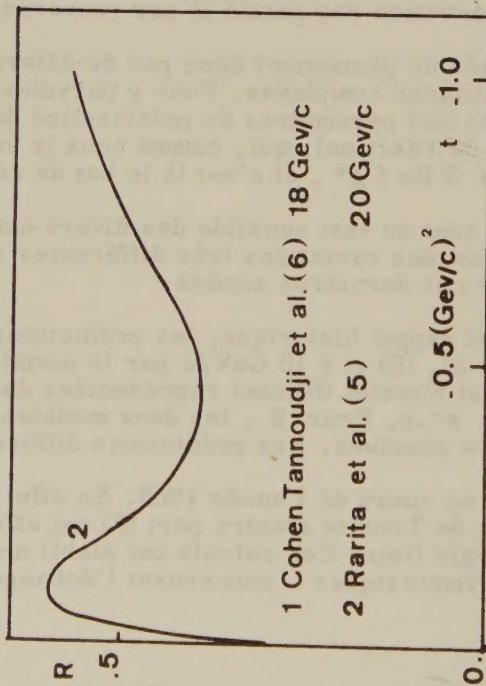
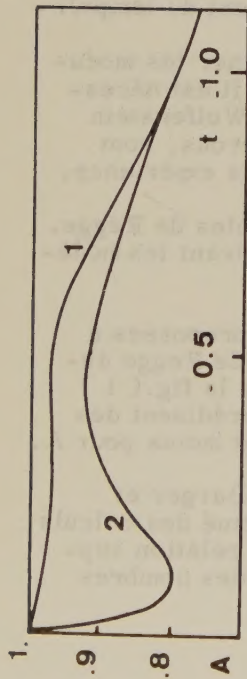
Les mesures de ces quantités ne permettent donc pas de déterminer les modules et la phase relative de deux amplitudes complexes. Pour y parvenir, il est nécessaire de faire également des mesures des paramètres de polarisation de Wolfenstein A et R (cible polarisée dans le plan de réaction), qui, comme nous le verrons, sont reliées aux quantités $|f|^2 - |g|^2$ et $2 \operatorname{Re} f g^*$, et c'est là le but de cette expérience.

D'autre part, ces mesures sont un test sensible des divers modèles de Regge. En effet, les paramètres A et R ont des variations très différentes suivant les modèles qui ont été proposés au cours de ces dernières années.

Ainsi, pour en faire un bref rappel historique, les prédictions proposées à 20 GeV/c par le modèle de Rarita et al. (5) et à 18 GeV/c par le modèle de Regge absorbif de Cohen-Tannoudji, Morel et Navelet (6) sont représentées dans la fig. (1) dans le cas de la diffusion élastique $\pi^- - p$. Pour R , les deux modèles prédisent des signes opposés et de grandes valeurs absolues. Les prédictions diffèrent moins pour A .

Or cette situation a évolué au cours de l'année 1968. En effet, Barger et Phillips d'une part (7), et un groupe de Trieste d'autre part (8) ont effectué des calculs utilisant les règles de somme à énergie finie. Ces calculs ont établi une relation supplémentaire entre les amplitudes asymptotiques concernant l'échange des nombres quantiques du vide.

* Les chiffres indiqués entre parenthèses renvoient aux références.



1 Cohen Tannoudji et al. (6) 18 GeV/c
2 Rarita et al. (5) 20 GeV/c

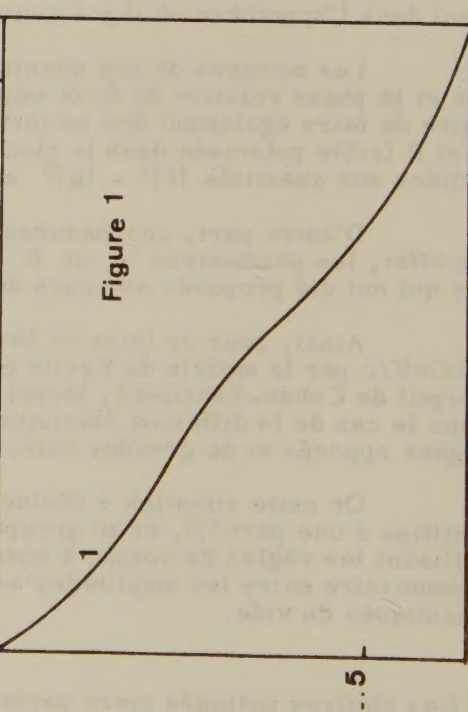


Figure 1

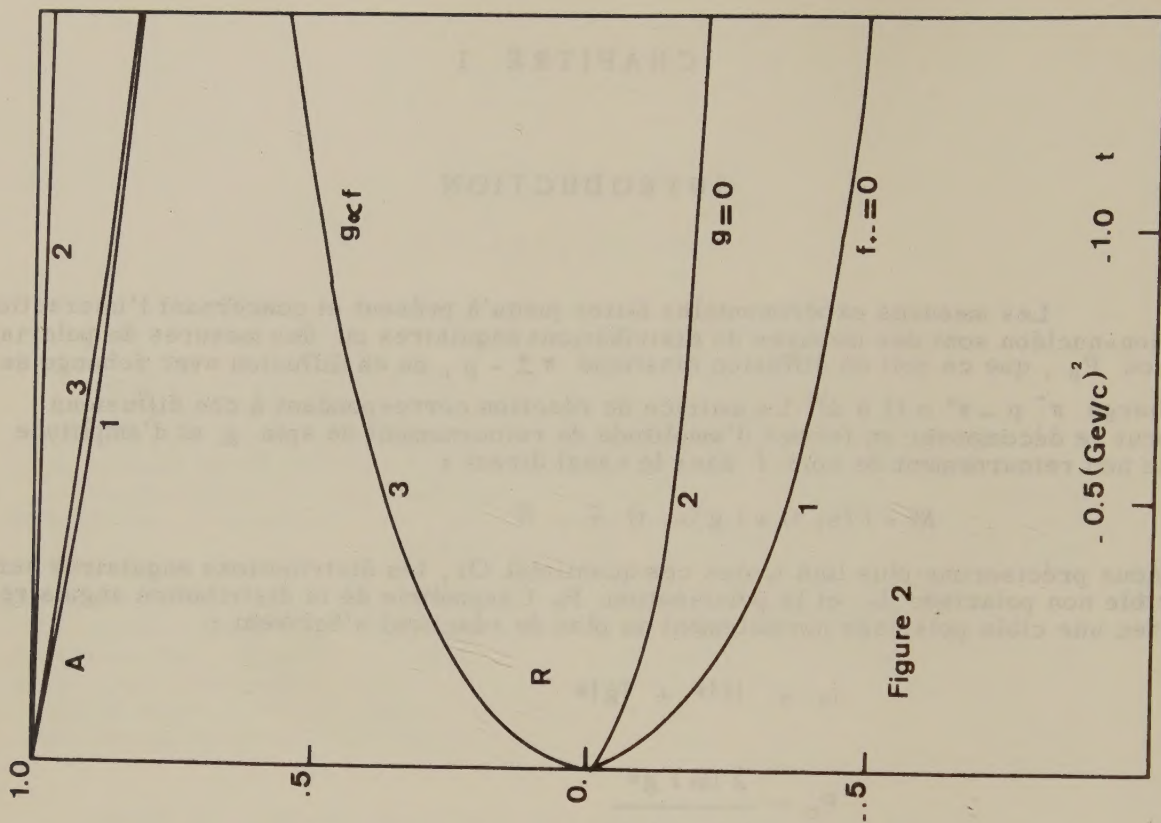


Figure 2

Si nous adoptons la notation de Singh (9), ce nouveau résultat s'exprime par $A' \approx vB$. A et B sont les amplitudes invariantes, avec $A' = A + \alpha B$, α étant un facteur cinématique qui vaut :

$$\alpha = \frac{M(s-u)}{4M^2-t} \quad \text{avec} \quad \frac{s-u}{4M} = v$$

(voir les chapitres IV et V). Cette nouvelle relation signifie que A est petit devant αB à très haute énergie. L'hypothèse d'échange de Regge relie les amplitudes du canal t et du canal s, et en terme d'amplitudes d'hélicité de la voie s, le résultat précédent revient à dire que l'amplitude de retournement d'hélicité doit être petite devant l'amplitude de non retournement d'hélicité : $f_{+-} \ll f_{++}$. La figure (2), provenant de la publication de Rarita et al. (5), montre les conséquences de 3 hypothèses extrêmes :

- 1°) amplitude de retournement de spin g proportionnelle à l'amplitude de non retournement de spin f ($g \propto f$)
- 2°) amplitude g nulle
- 3°) amplitude de retournement d'hélicité nulle ($f_{+-} = 0$).

La dernière hypothèse conduit à de grandes valeurs négatives pour R. La figure (2) illustre le fait que les calculs de règles de somme prédisent un signe négatif pour R, à haute énergie. Les ajustements faits avec le modèle de Regge absorptif sont en accord avec cette contrainte supplémentaire, alors que ceux de Rarita et al. (5) devraient être reconsidérés.

Nous aurons l'occasion de reparler plus en détails de ces problèmes soulevés par les différents modèles lorsque nous traiterons l'interprétation théorique des résultats de cette expérience. Cette dernière a pour but la mesure de ces paramètres A et R, qu'il est nécessaire maintenant de mieux définir.

- Définition des amplitudes de diffusion f et g.

D'une façon générale, l'ensemble des phénomènes dus aux spins des particules en interaction peut être caractérisé par la matrice densité dans l'état final, ρ_f . Cette matrice est donnée par l'expression suivante en fonction de la matrice densité ρ_i dans l'état initial :

$$\rho_f = M \rho_i M^t$$

où M est la matrice de transition. Par exemple, la section efficace différentielle I et la polarisation d'une particule dans l'état final sont données par :

$$I = \text{Tr} (M \rho_i M^t)$$

$$\langle \vec{\sigma} \rangle_f = \text{Tr} (\vec{\sigma}_i (M \rho_i M^t)) / \text{Tr} \rho_f$$

Dans le cas de la diffusion π - proton (0^- , $\frac{1}{2}^+$), la matrice densité dans l'état initial s'écrit :

$$\rho_i = 1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{P}_C$$

où $\vec{P}_C$ est la polarisation de la cible.

La matrice de diffusion correspondant à la diffusion élastique $\pi^- P \rightarrow \pi^- P$, peut se décomposer en termes d'amplitude de retournement de spin g et d'amplitude de non retournement de spin f dans le canal direct :

$$M = f(s, t) + i g(s, t) \vec{\sigma} \cdot \vec{n}$$

$$\text{avec } \vec{n} = \frac{\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f|}, \quad \vec{k}_i \text{ et } \vec{k}_f \text{ étant respectivement les impulsions dans le}$$

centre de masse du π incident et du π diffusé. Dans le cas général d'une diffusion sur cible de polarisation quelconque $\vec{P}_C$, la distribution angulaire I et la polarisation $\vec{\pi}$ des protons de recul dans leur centre de masse ont alors les valeurs suivantes (10) :

$$I = |f|^2 + |g|^2 + 2 \operatorname{Im} f g^* \vec{P}_C \cdot \vec{n} \quad (11)$$

$$I \vec{\pi} = [2 \operatorname{Im} f g^* + (|f|^2 + |g|^2) \vec{P}_C \cdot \vec{n}] \vec{n} \quad (12)$$

$$+ [(|f|^2 - |g|^2) \vec{P}_C \cdot \vec{P} + 2 \operatorname{Re} f g^* \vec{P}_C \cdot \vec{K}] \vec{P}$$

$$+ [(|f|^2 - |g|^2) \vec{P}_C \cdot \vec{K} - 2 \operatorname{Re} f g^* \vec{P}_C \cdot \vec{P}] \vec{K}$$

$$\text{si } \vec{P} = \frac{\vec{k}_i + \vec{k}_f}{|\vec{k}_i + \vec{k}_f|} \quad \text{et } \vec{K} = \frac{\vec{n} \wedge \vec{P}}{|\vec{n} \wedge \vec{P}|}$$

- Définition des paramètres A et R mesurés dans cette expérience.

Si nous analysons la polarisation transversale du proton de recul dans le plan de diffusion, la direction effective dans le centre de masse des protons est alors :

$$\vec{W} = + \vec{P} \cos \left(\frac{\Phi}{2} - \Phi_L \right) - \vec{K} \sin \left(\frac{\Phi}{2} - \Phi_L \right) \quad (13)$$

où Φ et Φ_L sont les angles de diffusion du proton de recul respectivement dans le centre de masse de la réaction et dans le laboratoire. Et la composante X de $\vec{\pi}$ que nous mesurons dans ces conditions est, en posant $\psi_0 = \frac{\Phi}{2} - \Phi_L$:

$$X = \vec{W} \cdot \vec{\pi} = + \frac{\cos \omega_0}{I} [(|f|^2 - |g|^2) \vec{P}_c \cdot \vec{P} - 2 \operatorname{Re} f g^* \vec{P}_c \cdot \vec{K}] \quad (14)$$

$$- \frac{\sin \omega_0}{I} [(|f|^2 - |g|^2) \vec{P}_c \cdot \vec{K} + 2 \operatorname{Re} f g^* \vec{P}_c \cdot \vec{P}]$$

La figure (3) représente les différents vecteurs utilisés dans le centre de masse et le plan de la réaction. $\vec{P}_{\text{Lab}}^p$ est l'impulsion du proton de recul dans le laboratoire. La direction $\vec{w}$ considérée plus haut est obtenue à partir de la direction $\vec{V}$ de la figure (3) (normale à $\vec{P}_{\text{Lab}}^p$) tournée dans le sens opposé au sens trigonométrique de l'angle de correction relativiste $2\omega_0$.

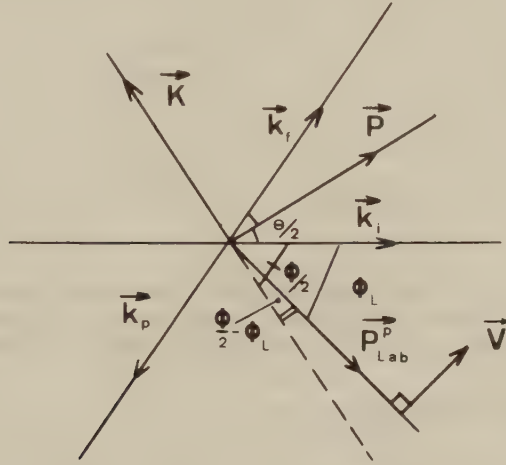


Figure 3

Supposons que la cible soit polarisée dans la direction du faisceau incident :

$$\vec{P}_c = P_c \frac{\vec{k}_i}{|\vec{k}_i|}$$

nous avons alors : $\vec{P}_c \cdot \vec{n} = 0$; $\vec{P}_c \cdot \vec{K} = -P_c \sin \frac{\theta}{2}$

et $\vec{P}_c \cdot \vec{P} = P_c \cos \frac{\theta}{2}$. Or $\frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{2} - \frac{\phi}{2}$ et la composante X que nous mesurons a la valeur :

$$A_1 = P_c \frac{|f|^2 - |g|^2}{|f|^2 + |g|^2} \left(+ \cos \omega_0 \cdot \cos \frac{\theta}{2} + \sin \omega_0 \sin \frac{\theta}{2} \right)$$

$$+ P_c \frac{2 \operatorname{Re} f g^*}{|f|^2 + |g|^2} \left(- \cos \omega_0 \cdot \sin \frac{\theta}{2} + \sin \omega_0 \cos \frac{\theta}{2} \right)$$

$$\text{soit } A_1 = P_c \left[\frac{|f|^2 - |g|^2}{|f|^2 + |g|^2} \sin(\Phi - \Phi_L) - \frac{2 \operatorname{Re} f g^*}{|f|^2 + |g|^2} \cos(\Phi - \Phi_L) \right] \quad (15)$$

car nous avons dans ce cas $I = |f|^2 + |g|^2$.

Plaçons-nous dans un autre cas où la cible est polarisée dans une direction perpendiculaire au faisceau incident, et dans le plan de la réaction :

$$\vec{P}_c = p_c (\vec{n} \wedge \vec{k}_i) / |\vec{n} \wedge \vec{k}_i|$$

la composante X que nous mesurons dans ce cas a la valeur :

$$R_1 = P_c \left[\frac{2 \operatorname{Re} f g^*}{|f|^2 + |g|^2} \sin(\Phi - \Phi_L) + \frac{|f|^2 - |g|^2}{|f|^2 + |g|^2} \cos(\Phi - \Phi_L) \right] \quad (16)$$

Et nous appellerons A et R les paramètres suivants :

$$A = \frac{A_1}{P_c} \quad \text{et} \quad R = \frac{R_1}{P_c}$$

Ces paramètres A_1 et R_1 sont donc donnés directement par la mesure, dans le système du laboratoire, d'une composante de la polarisation des protons de recul, provenant de l'interaction avec une cible de polarisation P_c suivant une direction choisie d'une façon adéquate.

-Exposé du programme des différentes mesures de cette expérience.

Nous venons de voir que, pour mesurer le paramètre A, il faut que le vecteur polarisation de la cible de protons soit parallèle au faisceau de π incidents, et pour mesurer R, il faut au contraire qu'il lui soit perpendiculaire. Ces deux configurations pourront être obtenues dans notre expérience le passage de l'une à l'autre consistant simplement en un changement d'orientation de l'aimant et de la cible. Cependant, nous aurons l'occasion de voir que la mesure de R s'avère plus importante et intéressante que celle de A.

Dans le courant des années 1968 et 1969 nous avons procédé aux différentes mesures suivantes auprès du PS du CERN :

- 1 : Mesure de A en π^- - P à 6 GeV/c
- 2 : Mesure de R en π^- - P à 6 GeV/c
- 3 : Mesure de R en π^- - P à 16 GeV/c
- 4 : Mesure de R en π^+ - P à 6 GeV/c
- 5 : Mesure de R en P - P à 6 GeV/c
- 6 : Mesure de R en P - P à 16 GeV/c

Les mesures faites en π^- -P font l'objet de la présente étude. Elles couvrent, aux deux énergies de 6 et 16 GeV/c étudiées, des intervalles de moment de transfert allant de -0,2 à -0,5 (GeV/c)².

Les mesures faites en π^+ - P et en P - P sont actuellement en cours de dépouillement, et feront l'objet de publications ultérieures.

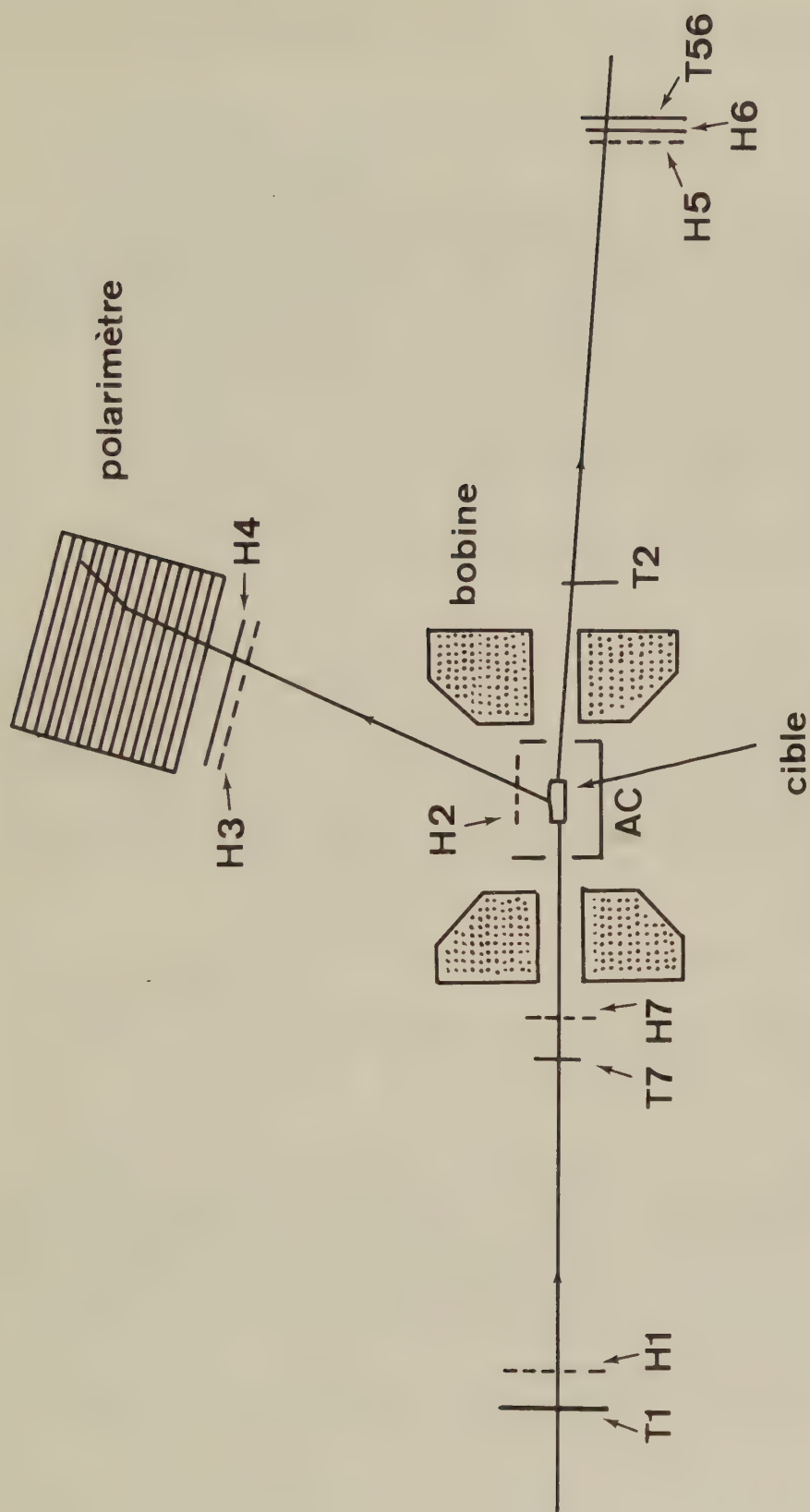


Figure 4 Dispositif expérimental

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ANALYSE DES EVENEMENTS

II - A. - APPAREILLAGE

=====

La mesure des paramètres de polarisation A et R dans la diffusion élastique π - proton exige l'utilisation d'une cible de protons polarisée dans le plan de la diffusion et l'analyse de la polarisation du proton de recul, par une méthode de seconde diffusion dans un polarimètre. C'est une expérience difficile. Je me propose de décrire brièvement les divers matériels et méthodes utilisés, dont l'essentiel est constitué par :

- un aimant de 0,4 M Joule, à bobines supraconductrices,
- une cible polarisée avec son appareillage de cryogénie et d'électronique de mesure,
- une chambre à étincelles à fils et à tores constituant, avec ses plaques de carbone, l'analyseur de la polarisation des protons de recul,
- une électronique rapide, utilisant un grand nombre d'unités de coïncidences en circuits intégrés,
- enfin, une méthode d'utilisation d'une calculatrice "en ligne", devant permettre de gérer l'électronique de l'expérience et de stocker ses données sur bandes magnétiques.

Le schéma général de l'expérience est le suivant (fig. 4) :

un faisceau intense de π incidents arrive sur une cible de protons polarisée. Les diffusions élastiques π - proton sont sélectionnées par différents bancs de compteurs à scintillations définissant des faisceaux de π diffusés et de protons de recul. Les signaux fournis par ces compteurs sont traités par une électronique rapide de circuits intégrés, chargée d'appliquer les critères d'angles de diffusion et de coplanarité valables pour une diffusion élastique. Lorsque les conditions d'une telle diffusion sont réunies, la polarisation du proton de recul est analysée par le déclenchement des chambres à étincelles d'un polarimètre à plaques de carbone. Tous les renseignements utiles au traitement ultérieur de l'événement sont alors enregistrés sur bande magnétique.

II - A. - 1°) Description du faisceau.

Les mesures de cette expérience ont été faites auprès du PS du CERN, dans deux faisceaux différents.

La mesure n°1 - paramètre A - a été effectuée dans un faisceau de π^- provenant d'une cible interne et ayant subi une double analyse. La grandeur de l'image finale était d'environ 1 cm^2 pour un $\frac{\Delta P}{P}$ de $\pm 2\%$. L'intensité de ce faisceau était à 6 GeV/c de quelque $10^5 \pi^-$ par cycle de la machine.

Quant aux mesures n°2 à 6, elles ont été effectuées dans un faisceau provenant d'une cible externe : sur cette dernière arrivaient les protons issus de la machine par une extraction lente. Notre faisceau - un faisceau secondaire à faible angle - subissait une double analyse après la cible externe. Un troisième aimant de déviation près de son image intermédiaire permettait de lui imposer de passer par notre cible avec un axe confondu avec celui de notre appareillage. Ce faisceau, positif ou négatif entre 6 et 16 GeV/c, avait une image finale d'environ 1 cm^2 , avec un $\frac{\Delta P}{P}$ variant suivant les besoins

entre ± 1 et $\pm 2\%$. Les intensités dans les différents cas étaient les suivantes :

environ $10^5 \pi^-$ de 16 GeV/c avec $\frac{\Delta P}{P} \simeq \pm 2\%$

quelque $10^5 \pi^-$ de 6 GeV/c avec $\frac{\Delta P}{P} \approx \pm 1\%$

quelque $10^5 \pi^+$ de 6 GeV/c avec $\frac{\Delta P}{P} \approx \pm 1\%$

La "contamination" en K et en P était de l'ordre de quelques % pour les K, et il y avait environ 2 protons pour un π^+ à 6 GeV/c et 5 fois plus à 16 GeV/c.

II - A. - 2°) Le choix de la cible et de l'aimant.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, la mesure des paramètres A et R exige que l'on dispose d'une cible dont le vecteur de polarisation soit situé dans le plan de la réaction. Comme nous le verrons plus loin, l'appareillage doit comprendre également une série de compteurs pour repérer les π diffusés, et une autre série de compteurs pour les protons de recul, suivis d'un polarimètre. Il est dès lors clair qu'un aimant ordinaire, avec ou sans fer, doit être exclu, pour des raisons géométriques, étant donné l'encombrement de ses pièces polaires ou de ses bobinages. En effet, si un tel aimant est placé de façon à ce que la direction de son champ magnétique soit contenue dans le plan de diffusion, il est difficile d'aménager des angles solides libres pour les faisceaux de π incidents, de π diffusés et de protons de recul.

Le choix d'un aimant à bobines supraconductrices s'est donc imposé. Cet aimant présente les caractéristiques suivantes : (Réf. 11)

- Le champ magnétique est élevé et uniforme dans un volume suffisant (variations de l'ordre de 10^{-4} dans une sphère de 5 cm de diamètre).
- Le champ magnétique au centre de la bobine utilisée peut atteindre 25 kilogauss. Nous l'utiliserons en fait à 18 kilogauss.
- Les deux bobines en géométrie de Helmholtz, qui ont leur axe horizontal, sont faites d'un câble à 19 brins - 13 brins de cuivre et 9 brins de niobium-zirconium entouré de cuivre - isolé dans un enroulement de fil de nylon. Cette gangue est perméable à l'hélium liquide dans lequel les bobines sont plongées et qui refroidit directement le conducteur. La référence (11) donne toutes les précisions techniques complémentaires sur cet aimant. Notons que cet aimant, conçu et construit au DPhPE de Saclay, était la première réalisation de cette importance en Europe.
- La configuration de ces bobines laisse libres un angle de 90° dans le sens du champ (axe des bobines) et un angle de 15° dans le sens perpendiculaire (entre les 2 bobines). Ceci a l'avantage de permettre un double choix, suivant que l'on désire plus particulièrement mesurer le paramètre A ou le paramètre R : l'axe du champ magnétique peut être soit confondu avec l'axe du faisceau de π incidents, soit perpendiculaire à lui.

Dans ce champ magnétique horizontal, la polarisation d'une cible de protons est assurée par l'ensemble des éléments suivants :

- Une cible proprement dite. Il s'agit d'une cible maintenant classique, un cristal de sel diamagnétique hydraté (nitrate double de lanthane et de magnésium), dans laquelle environ 1% du lanthane est remplacé par du néodyme 142, qui constitue le pourcentage nécessaire d'ions paramagnétiques. Pour donner un ordre d'idée, cette cible contient environ 6% de protons libres, le reste étant constitué de protons liés dans les différents noyaux, sans compter les neutrons.
- Un carcinotron, générateur de la fréquence de 57 GHz nécessaire pour induire une polarisation des protons libres. La cible est placée dans une cavité de résonance

multimode qui est reliée au carcinotron par un guide d'onde.

- Une installation de cryogénie propre à la cible. Cette dernière travaille en effet à une température qui est de l'ordre de 1°K ; pour cela, elle baigne entièrement dans de l'hélium liquide superfluide.
- Un banc de mesure de la polarisation, dont le principe est décrit dans les références (12) et (13).

La méthode utilisée pour polariser les protons libres de la cible est une méthode de "pompage" par une technique dite de l'effet solide, étudiée d'abord à Saclay (14) à (18) , puis à Berkeley (19), (20).

Les taux de polarisation obtenus dans les différentes mesures de cette expérience sont les suivants :

	Vecteur de polarisation dans le sens du champ magnétique	Vecteur de polarisation dans le sens opposé du champ magnétique
mesure de A à 6 GeV/c	61 à 70 %	55 à 70 %
mesure de R à 6 GeV/c	60 à 67 %	62 à 65 %
mesure de R à 16 GeV/c	54 à 58 %	45 à 60 %

Ce taux de polarisation de la cible P_c a été mesuré avec une erreur relative $\frac{\Delta P_c}{P_c}$ qui est de l'ordre de 5% .

II-A.- 3°) Description du polarimètre à chambres à étincelles

Il était nécessaire, pour que cette expérience soit réalisable, de pouvoir enregistrer jusqu'à 20 déclenchements de la chambre à étincelles par 300 millisecondes. Or, les événements à enregistrer intervenant d'une façon aléatoire, il s'est avéré nécessaire, pour limiter les pertes d'événements dues au taux instantané de leur arrivée, de pouvoir enregistrer un événement en 4ms. On voit qu'il n'était pas pensable d'utiliser une chambre à étincelles photographiée. C'est pourquoi fut adopté le choix des chambres à étincelles à fils. Nous les décrirons ici brièvement, ainsi que leur décodage (21 et 22).

a) Description du polarimètre

Le polarimètre à chambres à étincelles doit permettre :

- de reconnaître avec précision les directions du proton incident et du proton diffusé par le carbone ;
- d'estimer avec une précision suffisante, par le parcours dans le carbone, l'énergie du proton au vertex de la deuxième réaction (pour connaître le pouvoir analyseur correspondant à l'angle de deuxième diffusion et à cette énergie) et l'énergie du proton après cette deuxième diffusion (pour faire des coupures relatives à l'inélasticité de la réaction proton-carbone).

Tout ceci est rendu possible par le choix de la structure suivante du polarimètre. C'est un empilement de 32 unités de chambres à fils, ou "modules". Chacun de ces modules est la juxtaposition d'une chambre à fils horizontaux, d'une plaque de carbone et d'une chambre à fils verticaux. En allant dans le sens du proton incident, on rencontre successivement 5 modules dépourvus de carbone (afin de déterminer avec précision la direction du proton incident) ; 8 modules dont la plaque de carbone a 5 mm d'épaisseur ; 16 modules avec une plaque de carbone de 10 mm d'épaisseur ; et, enfin, 3 modules dont le carbone est remplacé par du cuivre (afin d'arrêter dans la chambre les protons les plus énergiques ; l'épaisseur totale de carbone et de cuivre est suffisante pour arrêter des protons ayant jusqu'à 300 MeV d'énergie).

Chaque chambre à fils comprend deux plans formant électrodes :

- Le plan de masse est un circuit imprimé sur verre époxy (surface utile 80 x 80 cm) comportant 800 fils distants l'un de l'autre de 1 mm ; une extrémité de chaque fil est reliée à la masse à travers un tore magnétique. Les tores sont localisés dans une petite surface (une "matrice" de 800 tores par circuit imprimé) pour y être protégés du champ de fuite des bobines supraconductrices.
- Le plan de haute tension (distant de 8 mm du plan de masse) est un grillage de fils d'acier inoxydable dans un sens, et de fils de nylon dans l'autre ; une extrémité de chaque fil d'acier est reliée à l'impulsion de haute tension par une barre métallique placée perpendiculairement à tous les fils assurant un couplage capacitif sans contact électrique ; l'épaisseur du diélectrique et la largeur de la barre sont optimisées pour une bonne efficacité de la chambre, avec un petit nombre de tores basculés par étincelle ; l'autre extrémité de chaque fil d'acier est noyée dans une peinture - dont la résistivité est aussi ajustée empiriquement - qui la relie à la masse.

Entre les plans de chaque chambre circule continuellement un mélange de gaz formé pour 70% de néon et pour 30% d'hélium.

b) Déclenchement des chambres à fils

Le déclenchement est décrit en détail dans la référence (22). Mentionnons simplement que le pulse de haut voltage (3,5 kV) est produit par 4 thyratrons à hydrogène pour l'ensemble du polarimètre. Le délai entre l'ordre de déclenchement donné par l'électronique et le déclenchement effectif est d'environ 300 ns ; nous verrons plus loin que le traitement des informations des compteurs par l'électronique rapide s'effectue en quelque 130 ns. Ce retard de 430 ns est compatible avec le temps de mémoire de la chambre, qui est de l'ordre de 500 ns.

c) Décodage des chambres après déclenchement

Ce décodage est également décrit en détail dans la référence (22). Après chaque déclenchement de la chambre, les tores sont lus par courants en coïncidence ; après codage et transfert, les numéros des tores basculés par un courant d'étincelles dans le fil correspondant sont mis en mémoire dans le calculateur.

Soulignons encore le fait que c'est ici la première fois qu'un complexe de chambres à fils et à tores de cette dimension est réalisé et utilisé avec succès dans une expérience de physique.

II-A. - 4°) Nécessité d'une sélection électronique rapide des événements et circuits intégrés.

La chambre à étincelles à fils étant capable d'enregistrer un événement toutes les 4 ms, il s'agit maintenant de ne pas noyer les "bons événements" au milieu d'une quantité d'interactions sans intérêt. Une sélection électronique rapide de ces bons événements est donc nécessaire, pour que la chambre à étincelles ne soit déclenchée, si possible, que sur eux. Nous avons, pour ce faire, choisi la méthode consistant à remplir les sections des faisceaux de π incidents, de π diffusés et de protons de recul par des quadrillages serrés de compteurs. Un grand nombre de coïncidences entre les signaux de ces différents compteurs sont alors effectuées dans une logique électronique ayant pour but d'appliquer les critères d'angles de diffusion et de coplanarité valables pour la diffusion élastique d'un meson π sur l'hydrogène de la cible. Pour des raisons évidentes de prix et d'encombrement, il est exclu d'employer une électronique ordinaire à transis-

tors et circuits imprimés. Nous avons donc choisi de construire cette électronique essentiellement avec des circuits intégrés. L'expérience n'aurait probablement pas été réalisable sans le recours aux possibilités nouvelles offertes par les circuits intégrés rapides.

Nous allons maintenant décrire plus en détail cette électronique, ainsi que les quelque 100 compteurs qu'elle est chargée de gérer.

II-A. - 5°) Description des compteurs.

Le schéma général de l'expérience est représenté sur la figure (4). Les détecteurs peuvent être utilisés pour des mesures à des énergies très différentes : pour des moments de transfert d'impulsion relativement faibles (nous travaillons entre $t = -0,15$ (GeV/c)² et $t = -0,5$ (GeV/c)²), l'angle de diffusion et l'impulsion des protons de recul sont pratiquement les mêmes à toutes les énergies. Cela signifie en même temps que l'impulsion transversale des mésons diffusés est pratiquement indépendante de l'impulsion incidente. Pour passer d'une énergie à une autre, il suffit donc de déplacer les hodoscopes détectant les π diffusés, en choisissant une distance à la cible proportionnelle à l'impulsion des particules incidentes.

Le faisceau incident est repéré par :

- a) un premier hodoscope que nous appellerons H1. Il est constitué de 3 lignes superposées de chacune 8 scintillateurs carrés. Chaque scintillateur mesure environ 15 mm de côté. Ces 24 scintillateurs forment donc un tableau à 3 lignes horizontales et 8 colonnes dans le sens vertical. Cet hodoscope est placé à 6 mètres ou 8 m 26 en aval de la cible respectivement pour des impulsions de π incidents de 6 ou 16 GeV/c ;
- b) un second hodoscope, que nous appellerons H7. Cet hodoscope n'est présent que dans les mesures 2 et 3. Il est formé de 5 scintillateurs rectangulaires, mis côte à côte dans le sens vertical et placés juste avant la cible. Il a pour but de déterminer dans quel plan vertical de la cible a eu lieu la diffusion élastique étudiée.

La direction du π incident étant maintenant repérée, il convient de connaître celle du π diffusé. Pour ce faire, nous disposons de deux hodoscopes, notés H5 et H6 :

- a) L'hodoscope de compteurs H5 a pour but de nous faire connaître l'angle de diffusion de la réaction π^- - proton. Il est formé de 16 scintillateurs en arcs de cercle concentrique, mis côte à côte, et couvrant des angles de diffusion de 3 à 6 degrés ou de 1,3 à 2,7 degrés respectivement à des impulsions de π incidents de 6 ou 16 GeV/c. La largeur de chacun de ces scintillateurs est de 30 mm.
- b) Quant à l'hodoscope de compteurs H6, il doit nous faire connaître l'angle azimutal de la réaction π^- - proton. Il est également formé de 16 scintillateurs, disposés côte à côte et en éventail, et couvrant dans le plan vertical la même surface que les scintillateurs de H5 contre lesquels ils sont appliqués. Ils couvrent un angle azimutal total de 30 degrés.

Nous disposons également, pour affiner la connaissance de l'angle de diffusion du π d'un compteur T56 dont le scintillateur a la forme d'un peigne : chacune de ses 16 "dents" épouse exactement le scintillateur d'un compteur de H5 dont il ne couvre cependant que la demi-largeur. Il est clair que dans ces conditions on peut savoir quelle moitié d'un scintillateur de H5 a été traversée par un π . Ce compteur est appliqué contre l'hodoscope H5.

L'ensemble des hodoscopes H5, H6 et du compteur T56 est situé à une distance de la cible de 6 ou 16 mètres, respectivement pour des impulsions incidentes de 6 et 16 GeV/c.

De la même façon, il faut maintenant repérer la direction du proton de recul, ce qui s'obtient au moyen de 3 hodoscopes :

- a) L'hodoscope de compteurs noté H2 est composé de 8 scintillateurs rectangulaires disposés côte à côte et verticalement, à quelque 10 cm de la cible et perpendiculairement à celle-ci. Cet hodoscope a pour fonction de préciser la position du vertex de la diffusion élastique le long d'une cible qui mesure 6,6 cm de longueur.
- b) L'hodoscope H3 est composé de 9 scintillateurs droits et rectangulaires disposés côte à côte et dans un plan approximativement vertical. Chacun des compteurs de H3, associé à l'un des compteurs de H2, permet de connaître l'angle de diffusion du proton de recul, compte tenu de la courbure de la trajectoire du proton dans le champ magnétique de la bobine. Les compteurs de H3 se trouvent à environ 75 cm de la cible.
- c) Enfin, l'hodoscope H4 est composé de 14 scintillateurs droits et rectangulaires, disposés également côte à côte et dans un plan parallèle à celui de H3, à quelque 85 cm de la cible. Chacun de ces compteurs permet de déterminer le plan de la réaction élastique π -proton, et de faire par l'électronique un test de coplanarité avec le compteur correspondant de l'hodoscope H6.

A noter encore la présence de quelques autres compteurs :

- un compteur T1 qui se situe au niveau de l'hodoscope H1 et qui est traversé par la totalité du faisceau de π incidents,
- un compteur de définition T7 de dimension égale à la section de la cible ($8 \times 14 \text{ mm}^2$) et situé avec précision dans l'axe de celle-ci.
- un compteur T2 qui se situe à la sortie de la cible et qui est traversé par la totalité du faisceau de π diffusés,
- et, enfin, quelques compteurs d'anti-coïncidence qui entourent la cible, laissant évidemment libres les angles solides des faisceaux de π incidents, de π diffusés et de protons de recul, et qui ont pour but d'éliminer autant que possible les réactions inélastiques dans la cible.

Nous sommes dès lors en mesure d'exposer la logique de la partie électronique de cette expérience.

II-A.- 6°) Description du schéma logique de l'électronique.

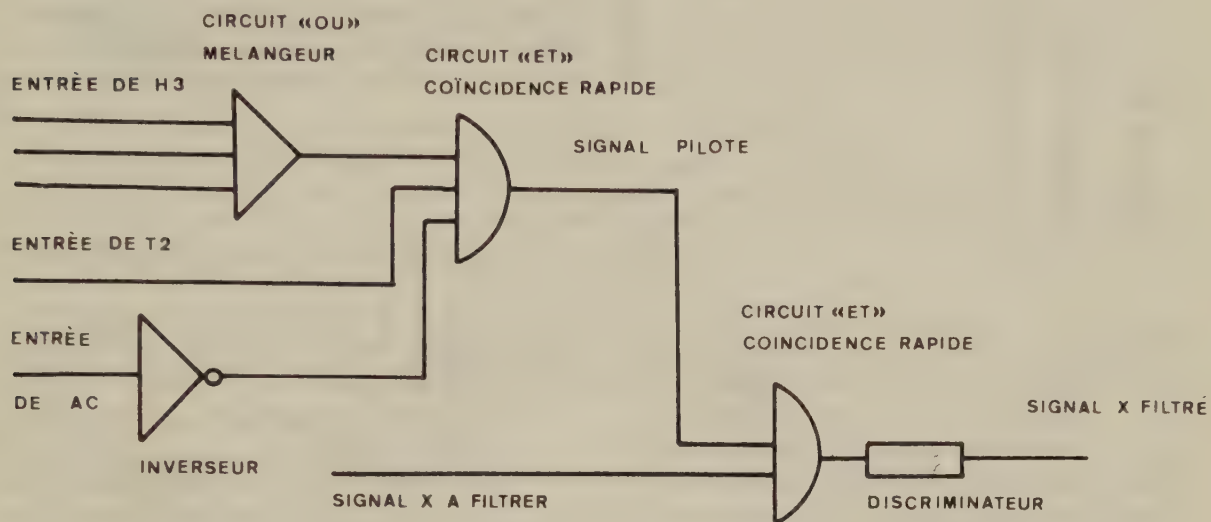
Nous avons ébauché, dans le paragraphe précédent, la raison d'être des différents compteurs. Le schéma logique de l'électronique, que nous allons exposer maintenant, comporte essentiellement 6 grandes fonctions : (23)

- Filtrage rapide des informations de chaque compteur par un signal pilote,
- Contrôle de corrélations angulaires entre les directions du π incident, du π diffusé et du proton de recul,
- Contrôle de "coplanarité" de la réaction étudiée,
- Elimination des cas où une particule supplémentaire est produite dans l'interaction et détectée,
- Déclenchement de la chambre à étincelles,
- et, enfin, transmission de l'ensemble des renseignements électroniques correspondants à un événement au calculateur qui les met en mémoire.

Examinons successivement chacune de ces fonctions, en nous reportant au schéma des figures (5) et (6).

a) Les circuits d'entrée et le filtrage.

Dans l'ensemble des π incidents, il s'agit de sélectionner ceux qui ont produit une réaction, avec émission d'un π diffusé et un proton de recul dans les angles solides couverts par les hodoscopes.

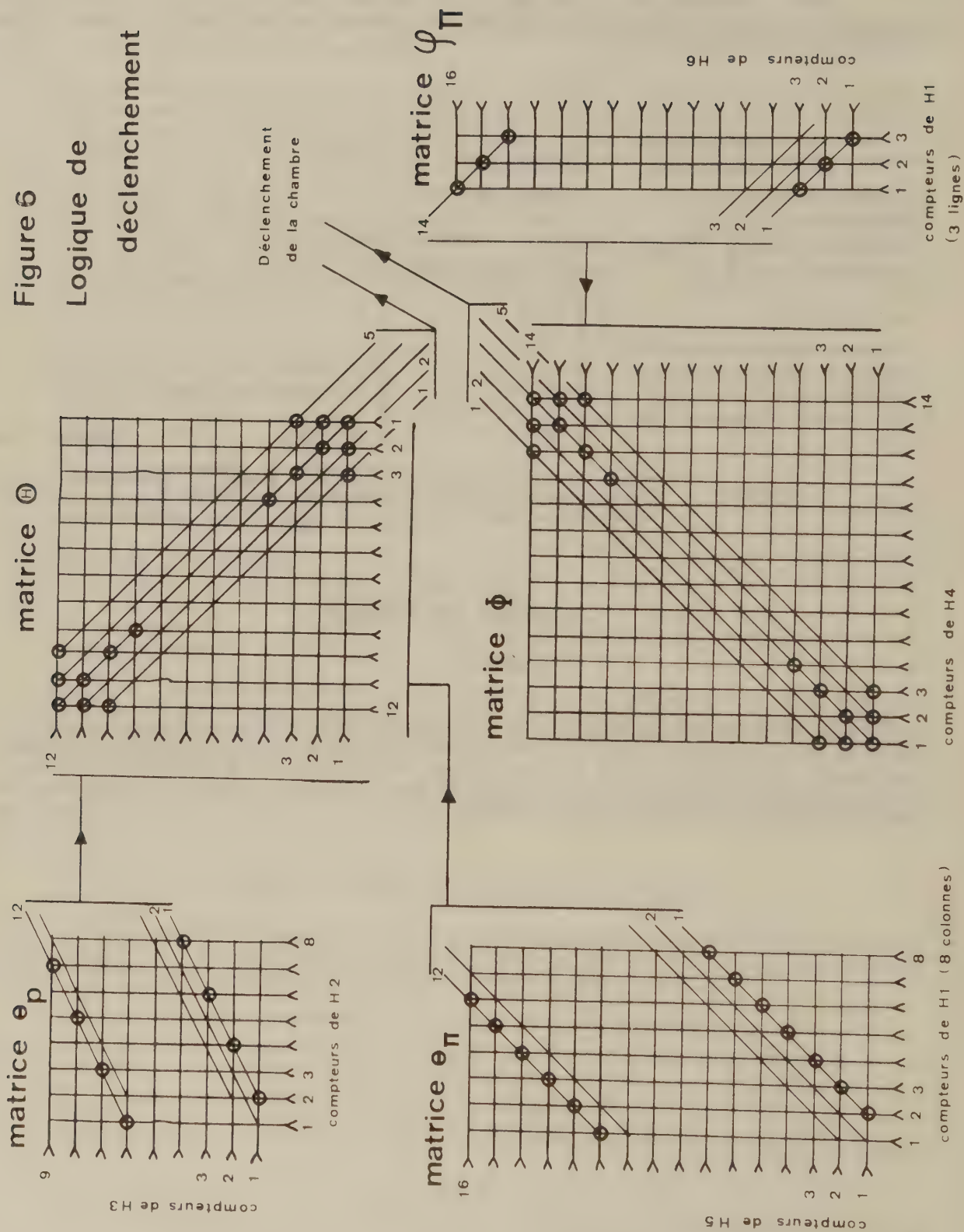


Circuits de filtrage

Figure 5

Cette pré-sélection très grossière des événements permet de constituer un signal pilote pour effectuer un filtrage rapide des informations de chaque compteur. Le signal de chaque compteur entre avec le signal pilote dans un circuit à coïncidence rapide, comme indiqué sur le schéma (5). C'est ainsi que l'on réduit le taux de comptage à l'entrée des matrices de coïncidences suivantes :

Figure 6
Logique de
déclenchement



b) Les matrices de coïncidence.

La diffusion élastique d'un π incident sur un proton de la cible satisfait à certains critères de cinématique : les angles des π et proton diffusés doivent se correspondre, que ce soient les angles de diffusion ou les angles azimutaux. Ces contrôles de corrélations angulaires sont dévolus à des matrices de coïncidences. Trois matrices de coïncidences sont utilisées pour définir les angles de diffusion du π (θ_π), du proton (θ_p), et leurs corrélations ; deux autres matrices sont utilisées pour définir le plan de réaction.

- Zones angulaires θ_π : les scintillateurs de H1 déterminent avec la cible 8 zones angulaires θ pour le π incident ; les compteurs de H5 déterminent avec la cible 16 zones angulaires θ pour le π diffusé. La coïncidence entre une zone de H1 et un compteur de H5 détermine l'angle de diffusion du π , θ_π . L'ensemble de ces coïncidences forme la matrice θ_π , dont les 16 lignes représentent les 16 compteurs de H5 et les 8 colonnes les 8 zones de H1. (Chaque point de croisement de cette matrice est un circuit de coïncidence rapide. Les distances de H1 et H5 à la cible sont choisies telles que toutes les coïncidences groupées sur une ligne parallèle à la diagonale correspondent à un même angle de diffusion du π .) En réalité, seuls nous intéressent les 12 zones θ_π indiquées sur la figure (6).
- Zones angulaires θ_p : de la même façon, les 8 colonnes de la matrice θ_p représentent les compteurs de H2, et les 9 lignes, les compteurs de H3. Chaque point de croisement représente un angle de diffusion θ_p du proton de recul. Nous disposons ici de 12 zones angulaires θ_p .
- Matrice Θ : les corrélations angulaires des zones θ_π et θ_p sont alors contrôlées dans la matrice finale Θ , dans laquelle on ne retient, pour le déclenchement du polarimètre, que les coïncidences situées sur la diagonale et les 2 ou 4 lignes les plus proches.
- Zone angulaire φ_π : les scintillateurs de H1 déterminent également 3 zones horizontales qui, combinées avec les 16 scintillateurs de H6, permettent de distinguer 14 zones pour l'angle azimutal de diffusion du π .
- Matrice Φ : quant à la cible elle-même, combinée avec les scintillateurs de H4, elle permet de déterminer 14 zones φ_p pour le proton. Des coïncidences dans la matrice Φ entre les zones φ_p et φ_π permettent de ne retenir que les événements où les directions du π incident, du π diffusé et du proton sont coplanaires. Ici encore, les compteurs sont faits et mis en place de telle sorte que les événements à retenir soient ceux qui produisent des coïncidences dans les circuits de la diagonale et les 4 lignes parallèles les plus proches.

c) Déclenchement de la chambre à étincelles.

Tout événement qui correspond à l'une des 5 zones retenues dans la matrice Φ et à l'une des 3 ou 5 zones retenues dans la matrice Θ fait l'objet d'un déclenchement de la chambre à étincelles. En effet, la résolution géométrique de l'appareillage est limitée essentiellement par la diffusion multiple du proton de recul dans la cible. Ainsi, les diffusions sur hydrogène libre s'étalent sur plusieurs lignes diagonales des matrices Θ et Φ . Nous pouvons choisir de déclencher sur 3 ou 5 lignes, suivant la largeur du pic d'hydrogène et le niveau du fond. D'autre part, un veto s'oppose au déclenchement lorsque dans un hodoscope quelconque plus d'un compteur a donné lieu à un signal.

Le temps total, nécessaire à l'électronique pour le traitement des informations précédentes, est de l'ordre de 130 ns, c'est-à-dire nettement inférieur au temps de mémoire de la chambre à étincelles, qui est de l'ordre de 500 ns.

d) Les circuits d'acquisition de données.

Ils permettent l'acquisition, par le calculateur, des données relatives aux compteurs touchés par les particules correspondant aux événements sélectionnés. Des circuits de mémoire et de codage transmettent au multiplexeur d'entrée-sortie du calculateur les numéros des zones angulaires définies par les sorties des matrices θ_π , θ_p et φ_π , et par les compteurs φ_p . A chaque combinaison " $\theta_\pi - \theta_p$ " et " $\varphi_\pi - \varphi_p$ " est affectée une adresse en mémoire dans le calculateur. De la même manière, les numéros des compteurs touchés sont mis en mémoire et codés, ainsi que le contenu des échelles de comptage, la mesure de polarisation de la cible et quelques autres données.

II-A. - 7°) Processus de l'acquisition des données sur bande magnétique (24)

Nous pouvons, dès lors, dresser la liste des renseignements qu'il est nécessaire de conserver sur bande magnétique pour le traitement ultérieur des événements. Il s'agit de renseignements provenant :

- des compteurs, de la logique rapide, du polarimètre à chambre à étincelles, de l'électronique de mesure de la cible polarisée.

Les informations de ces différentes parties de l'expérience arrivent d'une façon aléatoire, pendant les quelque 300 msec que dure le faisceau de particules, à chaque cycle de l'accélérateur ; il convient alors, pour les conserver, de disposer d'un bloc mémoire dont le contenu puisse être déversé sur une bande magnétique entre chaque cycle. C'est le rôle essentiel du calculateur CAE 90-10, utilisé dans cette expérience.

Ce calculateur travaille avec des mots de 12 bits ; sa base de temps est de $1,5\mu s$, et la capacité de sa mémoire est de 8'000 mots (portée à 16'000 mots en cours d'expérience) dont on peut dire en gros que la moitié est réservée au système et la moitié au bloc-mémoire. Un bloc électronique spécial adapte, pour le calculateur, les niveaux des registres de sortie des différentes parties de l'appareillage.

Lorsque l'électronique lui signale un événement, le programme système du calculateur organise la séquence d'acquisition des données dans sa mémoire tampon ; il provoque, pendant l'acquisition, un court temps mort de toute l'expérience, et il bloque le système de décodage de la chambre, pendant l'application de la haute tension, pour éviter les signaux parasites.

Entre deux cycles de l'accélérateur, les données relatives aux événements retenus (au maximum 20 par cycle) sont transcrites sur bandes magnétiques suivant des normes compatibles avec une lecture ultérieure de cette bande pour un ordinateur IBM 7094 ou CDC série 6000. Le contenu de ces bandes est systématiquement vérifié en cours d'expérience, au moyen de l'ordinateur CDC 6600 du CERN.

Sont ainsi mis sur bande, pour chaque événement :

- les numéros des compteurs touchés et autres renseignements de l'électronique rapide déjà mentionnés,
- les coordonnées de chaque étincelle de la chambre (tore ayant basculé).

Sont, de plus, mis sur bande périodiquement :

- le contenu des échelles de comptage,
- une mesure digitalisée de la polarisation de la cible. La mesure de la polarisation de la cible se fait par intégration d'un signal de résonance magnétique nucléaire, transmis au calculateur, après conversion analogique-numérique. Une visualisation analogique du signal sur écran cathodique permet de contrôler son enregistrement.
- et, enfin, quelques données fixes introduites par l'opérateur.

II-A. - 8°) Contrôle permanent de l'appareillage par le calculateur.

La logique de déclenchement délivre, à des niveaux intermédiaires, des informations destinées à assurer un contrôle permanent de la sélection opérée. Ainsi, les données accumulées dans le calculateur, pendant le déroulement de l'expérience, donnent, en temps réel, un contrôle qualitatif de la sélection.

Par exemple, le contenu des matrices Θ et Φ est extrait du calculateur, sous forme d'histogrammes, que l'on peut à volonté faire apparaître sur l'écran fluorescent d'un oscilloscope cathodique à mémoire, en vue du test permanent de l'électronique et des compteurs.

De même, la sortie périodique sur télétype de ces histogrammes, du contenu des échelles de comptage et de quelques autres renseignements, permet un contrôle quantitatif du fonctionnement de l'ensemble.

Deux autres contrôles peuvent être effectués, celui de la polarisation de la cible, déjà mentionné, et celui du fonctionnement des chambres à étincelles. Ce dernier s'effectue sous la forme d'une visualisation, toujours sur le même écran, et au plus une fois pour chaque cycle de l'accélérateur, de deux vues orthogonales de la trajectoire du proton dans le polarimètre. L'une des vues correspond aux modules de chambres à étincelles dont les fils sont verticaux, et l'autre, à tous ceux dont les fils sont horizontaux. Pour visualiser l'une des projections, il suffit de porter en ordonnée le numéro du fil intéressé et, en abscisse, le numéro du module correspondant.

II - B. - DEPOUILLEMENT DES DONNEES EXPERIMENTALES

II - B. - 1°) Reconstitution des traces dans l'analyseur

II - B. - 1°) a) Principe de la reconstitution des traces incidente et diffusée dans le polarimètre.

Je me propose d'exposer ici, brièvement, sans entrer dans les multiples détails des cas particuliers, le principe de la reconstitution des traces dans le polarimètre.

Les deux phases essentielles de cette reconstitution sont les suivantes :

- Recherche de toutes les traces possibles, droites ou avec diffusion, dans chacune des deux vues orthogonales indépendamment ;
- Confrontation systématique des traces des deux vues, pour découvrir les deux projections d'un événement.

Les différents modules de chambres à fils rencontrés par un proton incident pouvant présenter d'inévitables petits décalages latéraux, il convient d'abord de faire une mesure de ces décalages, en étudiant des reconstitutions sur le papier de traces de protons non diffusés. Ce travail préliminaire étant fait, on peut passer à la phase suivante.

Mentionnons tout d'abord que le passage d'un proton dans une chambre à fils peut donner lieu à plus d'une étincelle, et que, d'autre part, le courant dû à l'étincelle provoque, en moyenne, le basculement de 2 tores. Ceci dit, et en appelant "étincelle" un fil dont le tore correspondant a basculé, plusieurs étincelles dans un intervalle de 5 mm seront comptées comme une étincelle située en leur centre de gravité.

Les différents calculs effectués alors pour reconstituer une trace dans l'une des vues sont les suivants :

- première détermination de la direction du proton incident. Elle s'effectue en recherchant toutes les étincelles qui figurent dans les 5 premiers modules. Dans toutes les combinaisons possibles de ces modules pris 2 à 2 - en commençant par le premier et le cinquième - on cherche toutes les droites distinctes définies par 2 étincelles, pour ne retenir que celles (et ceci jusqu'à un maximum de 10 droites) où l'on trouve au moins une étincelle dans les 3 autres modules, et ceci, dans un couloir de ± 3 mm, de part et d'autre de la droite.
- Détermination plus complète de la trace incidente. Pour chacune des droites précédentes retenues, et autour d'elle dans un couloir de ± 10 mm, à l'entrée du polarimètre, de ± 25 mm à la sortie, on recherche les étincelles des autres modules, jusqu'à ce que, dans ce couloir, 3 modules successifs n'aient plus d'étincelles. Toutes les étincelles de cette trace incidente (moins les 2 dernières qui pourraient déjà appartenir à la trace diffusée) permettent alors de mieux en ajuster les paramètres par une méthode de χ^2 . La dernière étincelle considérée comme appartenant encore à cette trace incidente est la dernière qui se trouve à moins de 2 mm de cette droite optimisée. Cette droite est conservée si pour elle l'efficacité de détection est au moins de 66%.
- Calcul de la trace diffusée. A partir de la dernière étincelle précédente, on considère un angle d'ouverture de ± 30 degrés autour de la droite incidente. Et dans cet angle, par une méthode analogue à celle utilisée pour la trace incidente, on recherche systématiquement toutes les traces diffusées possibles. Pour cela, on cherche toutes les étincelles comprises dans le cône, jusqu'à ce que l'on trouve 3 modules successifs sans étincelle. Chaque étincelle, à partir de celles du dernier module qui en possède, sert à définir une droite avec la dernière étincelle de la trace incidente. On recherche toutes les étincelles qui se trouvent dans un couloir de ± 5 mm autour de cette droite ; si l'on trouve ainsi 3 étincelles alignées, on considère que la droite est une trace diffusée possible. Et parmi toutes les traces diffusées possibles, on ne retient que la plus probable du point de vue de l'efficacité de détection de cette trace dans les différents modules successifs.

Tous ces calculs sont effectués également et indépendamment sur l'autre vue. On dispose alors éventuellement de plusieurs diffusions possibles sur chacune des 2 vues. Il reste à comparer systématiquement ces projections 2 à 2. Le critère essentiel pour que 2 projections soient retenues comme appartenant à un événement diffusé est que les 2 projections s'arrêtent dans le même module, à ± 1 unité près. Si, alors, il reste 2 événements possibles pour un même déclenchement de la chambre, ces événements sont éliminés. Mais dans la grande majorité des cas, on reste avec un seul événement diffusé possible.

On procède à une dernière optimisation des paramètres des traces. Pour cela, on fait l'essai systématique de placer le vertex dans chacune des plaques de carbone de la trace (même plaque pour les deux vues) ; pour chaque position du vertex, on optimise les traces incidentes et diffusées et on obtient une valeur χ^2 . On choisit alors comme position définitive du vertex et comme paramètres des traces incidentes et diffusées ceux qui donnent la plus petite valeur de χ^2 .

Ceci étant fait, on dispose :

- d'une direction incidente du proton dans la chambre, qui va permettre la reconstitution de la trajectoire complète du proton dans le champ magnétique de l'aimant supraconducteur,
- d'un vertex de la deuxième diffusion, qui permet de calculer jusqu'à lui l'énergie perdue par le proton incident dans le carbone, c'est-à-dire, de connaître l'énergie du proton au vertex de la deuxième diffusion,
- d'un angle de deuxième diffusion, qui, avec l'énergie du proton au vertex, permet de connaître le pouvoir analyseur correspondant à l'événement.

II - B. - 1°) b) Limites de la précision sur l'angle de diffusion proton-carbone et sur les parcours.

Nous venons de voir comment se mesurent l'angle θ_2 de la seconde diffusion et le parcours de la trace diffusée. Ces deux données sont essentielles pour la connaissance du pouvoir analyseur correspondant. De leur précision dépend la précision sur le pouvoir analyseur.

L'imprécision sur l'angle θ_2 est fonction de la longueur de la trace diffusée et de la détermination de la position du vertex. Sachant que dans l'intervalle $\theta_2 = 0$ et 8 degrés se trouve déjà la moitié des événements, voici deux ordres de grandeur sur l'erreur $\Delta\theta_2$:

- pour $\theta_2 \approx 5^\circ$, $\Delta\theta_2 \leq 1^\circ$
- pour $\theta_2 \approx 10^\circ$, $\Delta\theta_2 \leq 0,5^\circ$

Quant à la limite inférieure de l'angle θ_2 accepté, le pouvoir analyseur étant trop imprécis en deçà, elle est $\theta_2^* = \theta_2 \sqrt{\frac{E_2}{180}} = 4^\circ$, soit $\theta_2 = 5,7$ degrés pour $E_2 = 90$ MeV par exemple.

L'imprécision sur le parcours de la trace diffusée ou incidente est fonction de la longueur de ces dernières, compte tenu de l'épaisseur des plaques de carbone et du parcours à l'intérieur de la cible même. Donnons pour exemple quelques imprécisions sur l'énergie résultant de la largeur des courbes de parcours de traces non diffusées :

- énergies moyennes de parcours : 100 MeV ; 150 MeV ; 200 MeV
- imprécisions correspondantes : ± 11 MeV ; ± 13 MeV ; ± 15 MeV

II - B. - 2°) Détermination de l'énergie du proton entrant dans la chambre.

II - B. - 2°) a) Par l'angle de diffusion du π ou du proton dans la première diffusion.

Comme nous le verrons plus loin, le pouvoir analyseur relatif à un événement est fonction, en particulier, de l'énergie du proton au vertex de la seconde diffusion, et il est nécessaire de connaître cette énergie avec précision.

L'énergie du proton de recul dans la première diffusion peut se calculer facilement, soit à partir de l'angle de diffusion du π , soit à partir de l'angle de diffusion du proton.

L'angle du π se calcule aisément, pour un événement donné, en connaissant les compteurs touchés par le π incident et le π diffusé dans les hodoscopes successifs H1, H7, H5 et H6 (voir figure 4).

Quant à l'angle de diffusion du proton, par rapport à la direction du π incident déterminée par H1 et H7, il se calcule en reconstituant la trajectoire du proton dans le champ magnétique à partir des données des chambres à fils. Nous reparlerons de ce calcul de trajectoire à propos de la rotation du spin du proton.

II - B. - 2°) b) Par les courbes de parcours des protons non diffusés dans le polarimètre.

Une autre méthode pour connaître l'énergie du proton entrant dans la chambre est de faire - pour des déclenchements correspondant aux mêmes combinaisons de compteurs dans les différents hodoscopes - un histogramme des parcours des protons dans le carbone du polarimètre, en ne considérant que les événements sans diffusion dans le carbone, c'est-à-dire les traces droites.

II - B. - 2°) c) Sources d'erreur.

Cependant, aucune des méthodes précédentes n'est infaillible. Il y a en effet différentes sources d'erreur pour ces déterminations :

- L'indétermination sur l'angle de diffusion du π a pour origine la largeur des différents compteurs et la diffusion multiple du π à l'intérieur de la cible polarisée.
- Le calcul de l'angle de diffusion du proton est affecté par l'erreur sur la mesure de la direction du proton entrant dans le polarimètre et par l'erreur due à la diffusion multiple du proton, dans la cible polarisée en particulier.
- Le calcul de l'énergie du proton en fonction des angles de diffusion est faussé par l'indétermination sur l'impulsion du π incident.
- Il faut, de plus, compter avec l'énergie du proton absorbée dans les différents matériaux qu'il rencontre au cours de sa trajectoire.
- Quant à la détermination par le parcours dans le carbone, elle est affectée aussi par l'indétermination due à l'épaisseur finie des plaques.

Toutes ces considérations nous ont conduit à rechercher une méthode d'optimisation pour le calcul de cette énergie.

II - B. - 2°) d) Méthode adoptée.

Elle est calquée sur les méthodes d'optimisation utilisées couramment pour les calculs de chambres à bulles, et décrites dans la référence (25). Cette méthode utilise les équations de contraintes cinématiques et les différentes déterminations de l'énergie du proton, précédemment décrites. Sans entrer dans les détails, nous dirons simplement qu'elle nous permet de calculer un " χ^2 " pour chaque événement, qui mesure la confiance que l'on peut avoir pour la détermination de l'énergie du proton de recul dans cet événement. La figure (7) présente un histogramme des valeurs de χ^2 pour un lot d'événements donnés. Quant à la figure (8), elle montre, pour ce même lot d'événements, l'histogramme des valeurs de $(E_C - E_R)$, où E_C est l'énergie du proton calculée par cette méthode, et E_R celle calculée par le parcours dans le carbone.

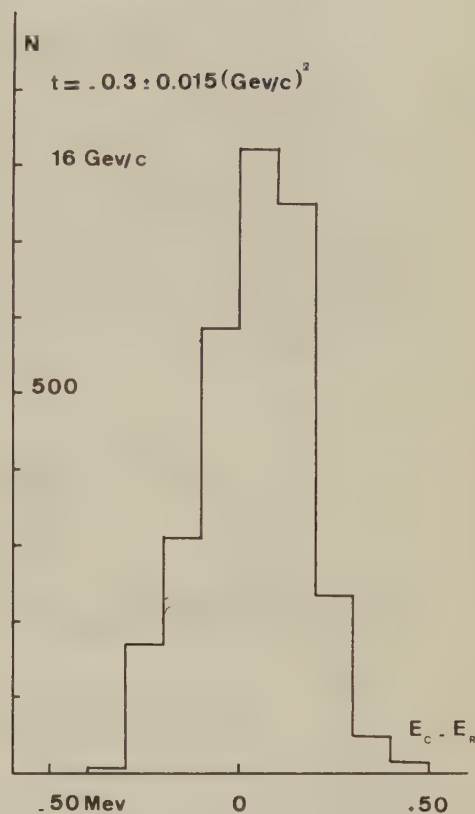
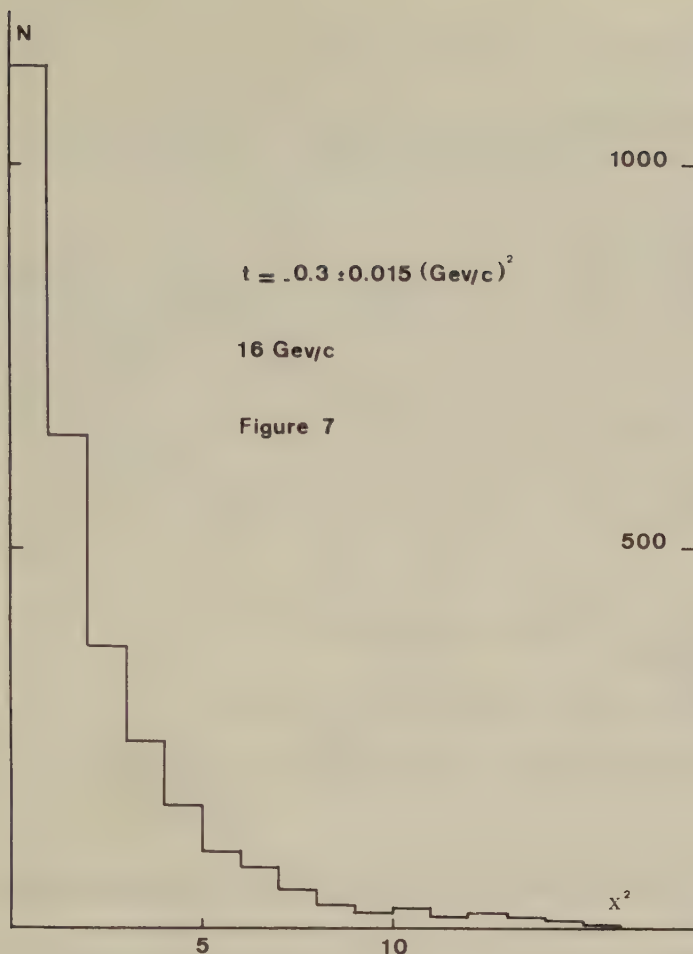


Figure 8

II-B.- 3°) Recherche du pouvoir analyseur correspondant à chaque événement

II-B.- 3°) a) Rappels sur le pouvoir analyseur du carbone en fonction de l'énergie du proton incident et de son angle de diffusion.

La référence (26) est une compilation des très nombreuses mesures du pouvoir analyseur du carbone qui ont été faites jusqu'en 1963. Nous avons ici corrigé les données de cette référence par celles des mesures ultérieures, dont les principales figurent dans la référence (27).

La figure (9) est un exemple des courbes du pouvoir analyseur A , en fonction de l'angle θ^* , pour différentes énergies du proton au vertex de la réaction

($\theta^* = \theta_L \sqrt{\frac{E}{180}}$ avec θ_L angle dans le laboratoire de la diffusion dans le carbone du proton d'énergie E). On a plutôt l'habitude de travailler avec la courbe de la fig.(10) représentant la valeur du pouvoir analyseur maximum " $A_{\max}$ " (maximum d'une courbe de la figure 9) en fonction de l'énergie du proton au vertex, à laquelle on associe le réseau des courbes de la fig.(11), qui donnent la valeur de A^* en fonction de θ^* et de E ; et on a la relation $A = A^* \cdot A_{\max}$.

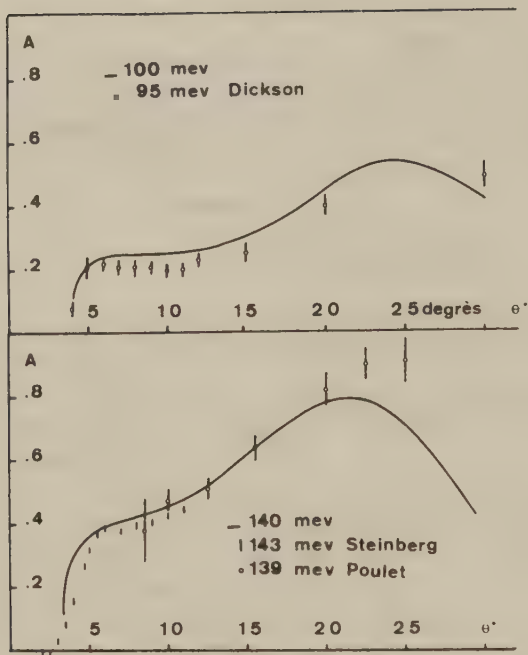


Figure 9

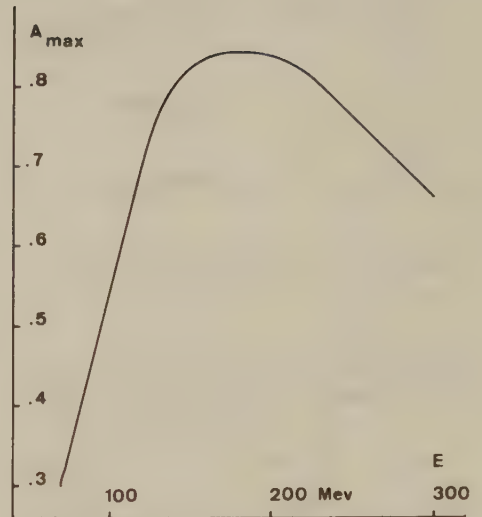


Figure 10

II-B. -3°) b) Principe du choix du pouvoir analyseur pour chaque événement.

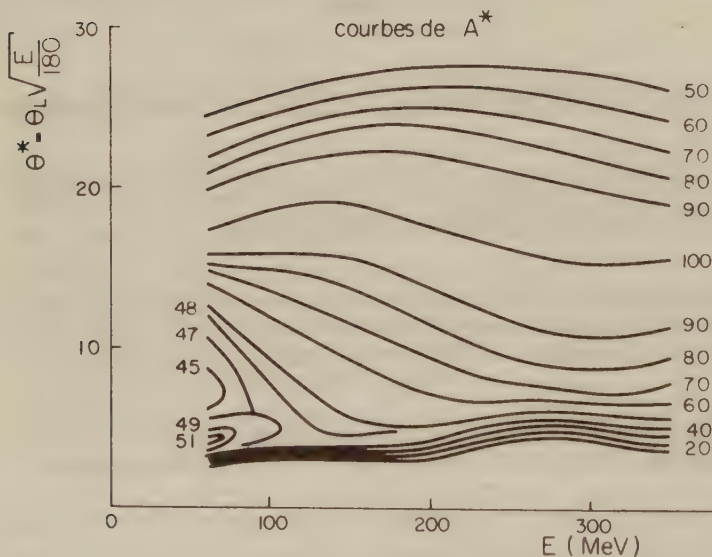


Fig. 11

Pour un événement donné, pour lequel on a calculé l'angle de diffusion θ^* et l'énergie E de la deuxième diffusion, une interpolation est faite sur le réseau des courbes de la fig.(11) pour le calcul de A .

Mentionnons simplement que les courbes de pouvoir analyseur adoptées ici sont celles qui ont été mesurées avec la même acceptance - en terme de niveaux d'inélasticité de la diffusion proton-carbone - que le lot d'événements que nous retenons entre les coupures des courbes de parcours.

II-B. -3°) c) Sources d'erreur et coupures en angle et en énergie.

On voit sur la courbe de la fig. (10) donnant $A_{\max}$ en fonction de E qu'il y a une rapide variation de $A_{\max}$ aux faibles valeurs de E . Il y a donc lieu d'essayer différentes coupures pour la valeur minimum de E que l'on accepte.

On voit d'autre part sur les courbes de la figure (9) que la valeur du pouvoir analyseur varie rapidement pour les faibles angles de diffusion. Il convient donc également d'essayer différentes coupures pour la valeur minimum de cet angle. Une autre source d'indétermination liée à l'angle est la suivante : le calcul de l'angle de diffusion, par le programme de reconstitution des traces dans l'analyseur, est assez imprécis lorsque cet angle est petit (c'est-à-dire petit sur les 2 projections) ; or, l'incidence de l'imprécision de la valeur de cet angle se fait aussi sentir sur la position du vertex ; il est clair que le point d'intersection de deux droites formant un angle petit se promène rapidement lorsqu'on fait varier cet angle. Or, vertex déplacé par une erreur de calcul signifie énergie au vertex faussée. L'étude systématique des coupures sur cet angle s'avère donc indispensable. Signalons d'ailleurs que, étant donné la section efficace différentielle de la diffusion proton-carbone, on perd la moitié des événements diffusés avec une coupure de 7 degrés.

II-B. -4°) Problème des asymétries instrumentales.

II-B. -4°) a) Aperçu des divers biais géométriques.

Sans entrer dans tous les détails des différents biais géométriques que nous avons essayé d'étudier et d'éliminer, je me contenterai de signaler les plus évidents.

Sur la figure (12) sont représentées une succession de plaques de carbone, une trace incidente (a) et une trace diffusée (b).

Relevons d'abord le fait que si la trace diffusée (b) est courte, l'imprécision sur le parcours, sur la direction, et, conséquemment, sur la position du vertex est grande, et elle peut être très différente d'ailleurs de celle d'une trace potentielle (b') symétrique de (b) par rapport à (a).

Rappelons par ailleurs qu'une trace diffusée (b) n'est acceptée comme telle que si elle possède au moins trois étincelles.

Or le cas se présente fréquemment d'une trace incidente (a) notablement éloignée de la perpendiculaire aux plaques de carbone. Dans ce cas, si la trace (b) correspond à une énergie telle qu'elle n'a que trois étincelles, et si elle est beaucoup plus proche de la normale aux plaques que la trace (b'), cette dernière peut avoir moins de trois étincelles et ne pas être comptée (différence d'épaisseur de carbone traversée). C'est l'une des sources des fausses asymétries de diffusion.

Une autre source d'asymétrie possible, si on n'y prend pas garde, est le fait que si l'événement se trouve proche d'un bord de la chambre, le bord supérieur par exemple, dans le cas de notre figure, la trace (b) peut exister, alors que sa symétrique (b') sortirait de la chambre. Mais c'est là un biais qu'il est aisé d'éviter au moyen de coupures appropriées.

Venons-en à quelques autres sources d'erreur à la fois plus graves et plus aléatoires. Il peut arriver que l'un des 32 modules de chambres à étincelles présente une inefficacité momentanée de déclenchement. En ce cas, l'un des inconvénients peut être la suppression d'une trace (b') courte (moins de 3 étincelles), alors que la trace (b), plus proche de la normale, pourrait rester visible. Mais un tel module qui présente une inefficacité de déclenchement est, en principe, vite repéré sur l'écran de l'oscil-

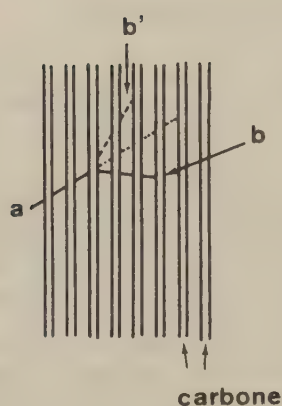


Figure 12

loscope du calculateur mentionné plus haut.

Il en est de même pour une autre panne qui présente des dangers semblables. Il peut se produire momentanément une inefficacité de lecture pour certains groupes de fils d'un ou de plusieurs modules. Nous nous sommes également efforcés de remédier rapidement à ce genre d'inconvénient.

Ceci dit, nous exposons dans le paragraphe suivant une parade que nous espérons efficace à ces différentes sources d'erreur.

II-B. - 4°) b) Elimination des asymétries instrumentales par renversement de la polarisation de la cible.

Dans le cas d'une expérience classique de mesure de la polarisation normale P_0 (cible polarisée perpendiculairement au plan de diffusion), le renversement du signe de la polarisation de la cible est indispensable pour mesurer une asymétrie gauche-droite, avec un banc de compteurs situé d'un seul côté.

Par contre, dans l'expérience présente, nous disposons avec l'analyseur d'un détecteur 4π , pour la mesure de l'asymétrie de la seconde diffusion, pour une trace incidente donnée (a). Nous pourrions donc, en principe, faire la mesure des paramètres de polarisation avec un seul signe de la polarisation de la cible, et c'est ce que nous tenterons de faire. Malheureusement, nous venons de voir que l'analyseur est un détecteur imparfait. Pour éliminer en partie les sources d'erreur précédemment citées, et gagner des événements avec des coupures moins strictes, nous disposons d'un degré de liberté supplémentaire dans la possibilité d'inverser périodiquement le signe de la polarisation de la cible.

Nous allons voir clairement, sur un exemple, que ceci permet d'éliminer certaines fausses asymétries. Si, sur la figure (12), nous considérons le cas où la trace (b') est trop inclinée par rapport aux plaques pour avoir 3 étincelles alors que la trace (b) est retenue, nous obtenons une fausse asymétrie, dont il suffit de remarquer qu'elle reste la même en polarisation cible positive et négative. Nous avons donc là, typiquement, l'une des causes de l'inefficacité de détection de l'analyseur, en fonction de l'angle azimutal ϕ de la seconde diffusion, inefficacité η dont nous exposons plus loin le traitement mathématique.

II-B. - 5°) Problème du fond.

II-B. - 5°) a) Les événements non élastiques.

Parmi les événements qui sont susceptibles de contaminer un lot d'événements (π - proton) élastiques, il faut distinguer deux catégories :

- D'une part, les diffusions inélastiques de π sur des protons libres polarisés de la cible.

Dans cette catégorie peuvent être rangées par exemple les réactions suivantes:



- D'autre part et surtout, les diffusions quasi-élastiques et les diffusions inélastiques de π sur des protons liés non polarisés de la cible.

Les événements inélastiques de la première catégorie ne portent que sur 10% de l'ensemble des protons de la cible : d'autre part, leurs sections efficaces restent très faibles par rapport à la section efficace des diffusions élastiques. Sachant que la proportion des événements du fond dans un lot d'événements définitivement retenu est de l'ordre de 15 %, ces événements de la première catégorie représentent au maximum 1 à 2% du total des événements retenus. Ces événements, en très faible nombre, présentent de plus un spectre de protons de recul étalé. Ils sont donc, d'une part, peu nombreux et d'autre part, en grande partie éliminés par les diverses sélections électroniques et autres, décrites plus loin. Quant aux événements de la seconde catégorie, ils sont également en partie supprimés par ces mêmes sélections. Il en reste cependant un certain nombre, dont on peut, d'une part, calculer la proportion par rapport aux événements élastiques et, d'autre part, calculer la polarisation finale F des protons de recul correspondants. Ces divers calculs sont décrits dans les paragraphes suivants.

II-B. -5°) b) Calcul de la fraction de fond dans les événements sélectionnés par l'électronique.

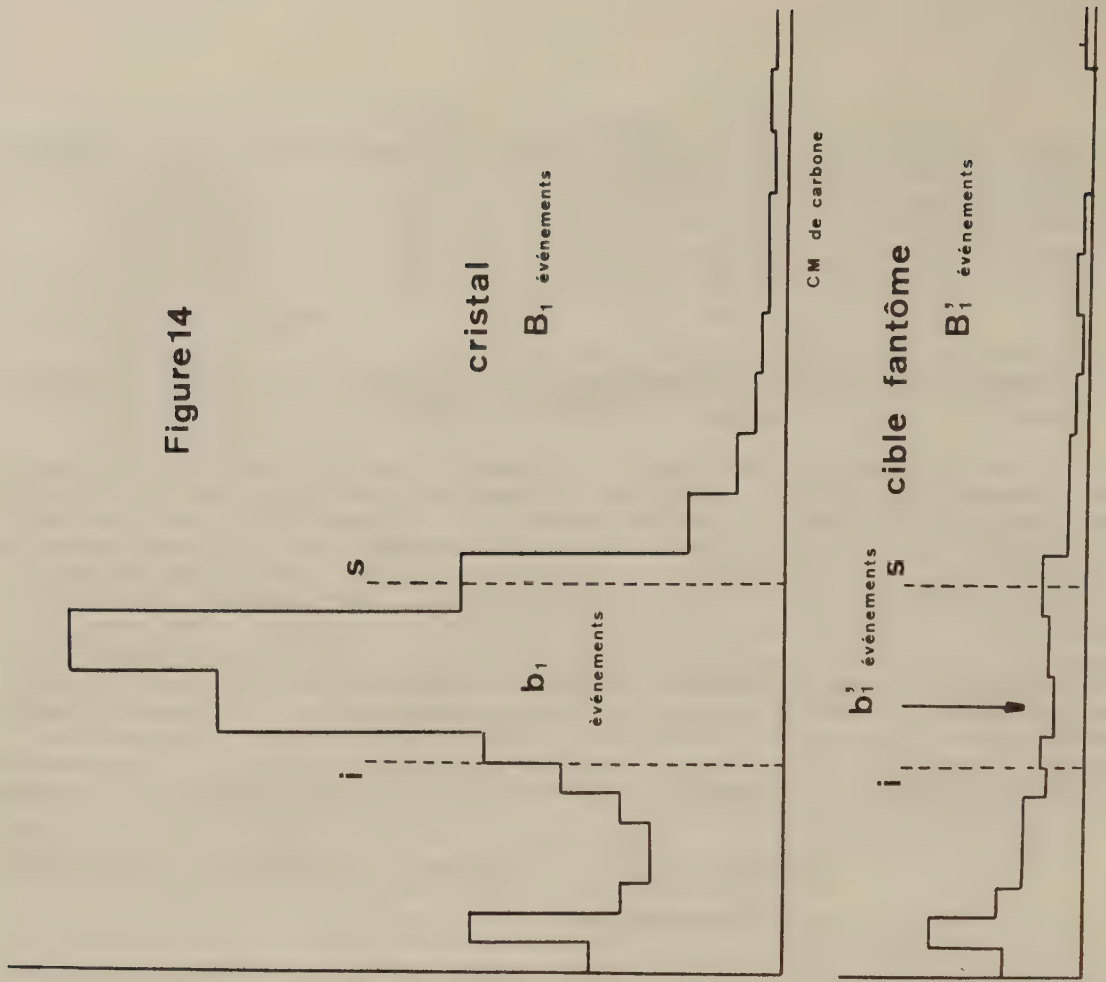
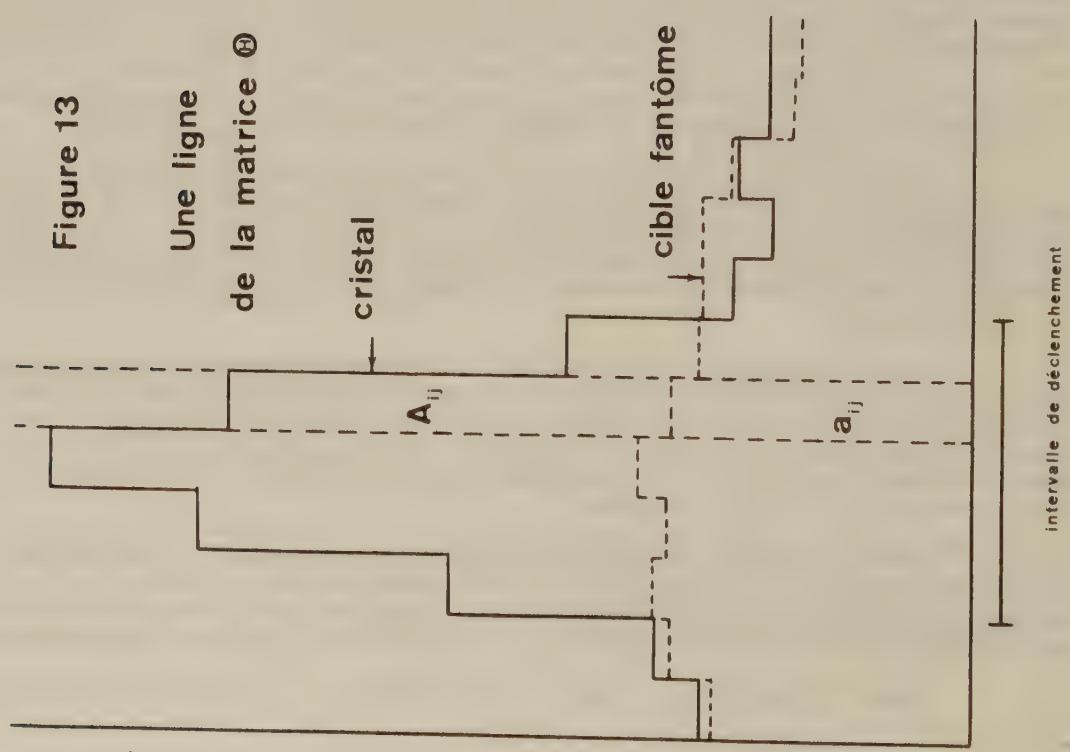
Reportons-nous à ce que nous avons appelé la matrice Θ dans la description du schéma logique de l'électronique. Nous avons vu que le déclenchement du polarimètre à chambre à étincelles s'effectuait sur 5 diagonales de cette matrice. Nous verrons plus loin, dans le courant de l'analyse des résultats, qu'un lot d'événements figurant sur une ligne de cette matrice (qui représente un intervalle déterminé pour l'angle de diffusion du π) peut être analysé indépendamment, pour le calcul des paramètres A, R et P_0 dans un intervalle déterminé de moment de transfert $+t$ de la diffusion élastique. Nous étudierons donc le problème du fond des événements parasites dans le cadre d'un lot d'événements figurant sur une ligne de la matrice Θ .

Soit la ligne j de cette matrice. Et soit un lot d'événements qui figurent sur cette ligne et qui correspondent à un certain découpage dans le temps de l'ensemble des événements. Ces événements de la ligne j sont représentés sur l'histogramme de la fig. (13). En ordonnée est le nombre d'événements et, en abscisse, l'angle de diffusion du proton. L'électronique sélectionne les événements des 5 intervalles centrés sur le "pic d'hydrogène".

Pour connaître le niveau du fond sur lequel se détache ce pic, il nous est apparu nécessaire de refaire la même expérience avec une cible dite "fantôme". Cette dernière reproduit le mieux possible la composition chimique du cristal LMN, à l'exclusion de l'hydrogène, c'est-à-dire des protons libres. La figure (13) montre également - pour les mêmes conditions de déclenchement qu'avec le cristal - l'histogramme des événements obtenus avec la cible fantôme.

Pour connaître le niveau du fond dans le cas du cristal, il convient d'effectuer la normalisation de ces 2 histogrammes. Sans insister sur les détails, je dirai seulement que cette normalisation est effectuée sur les "ailes" du pic d'hydrogène, là où dans le cas du cristal le nombre d'événements sur protons libres est jugé négligeable.

Dans l'intervalle i, nous avons un nombre A_{ij} d'événements sur protons



libres, et un nombre a_{ij} d'événements sur protons liés, et nous pouvons calculer le pourcentage du fond dans cet intervalle :

$$\alpha_{ij} = \frac{a_{ij}}{a_{ij} + A_{ij}} \quad (i)$$

Calculons également le pourcentage moyen :

$$\alpha_j = \frac{\sum_{i=1}^5 a_{ij}}{\sum_i (a_{ij} + A_{ij})} = \frac{a_j}{a_j + A_j} \quad (ii)$$

II-B. -5°) c) Calcul de la fraction de fond dans les événements sélectionnés par leur parcours dans l'analyseur.

Considérons maintenant ce que deviennent les événements du lot précédent (une ligne de la matrice Θ) dans l'analyseur. A ce niveau, nous ne pouvons plus faire une étude fine correspondant à la diagonale i , car nous travaillons sur un lot d'événements à double diffusion, qui ont satisfait à certains critères de sélection et sont beaucoup plus rares que les déclenchements électroniques.

Le calcul du parcours du proton dans l'analyseur pour chaque événement (somme des parcours des traces incidente et diffusée) nous permet de tracer, pour l'ensemble des événements, l'histogramme des parcours, représenté sur la figure (14). Nous pouvons remarquer, dans le cas du cristal, que les événements sur protons liés sont une nouvelle fois étalés dans l'histogramme. Deux coupures de part et d'autre du pic d'hydrogène permettent un nouvel enrichissement en événements sur protons libres dans le lot des événements retenus.

Considérons les deux histogrammes obtenus dans les cas d'une cible fantôme ou d'un cristal, et rapportés à un même nombre de déclenchements électroniques. Suivant la position des deux coupures inférieure et supérieure I et S -identiques pour les deux histogrammes - nous pouvons calculer pour une ligne j la fraction des événements retenus dans chacun des cas :

$$\beta_j = \frac{b_1}{B_1} \quad \text{et} \quad \beta'_j = \frac{b'_1}{B'_1} \quad (iii)$$

où b_1 et b'_1 sont les nombres d'événements retenus entre les 2 coupures pour les cibles LMN et fantôme respectivement ; B_1 et B'_1 les nombres totaux d'événements dans ces histogrammes.

II-B. -5°) d) Evaluation du pourcentage du fond dans l'échantillon retenu en fonction des coupures.

Un calcul simple, utilisant les formules (i), (ii) et (iii), conduit à l'évaluation finale du pourcentage du fond dans l'échantillon retenu :

$$\frac{1}{\gamma_{ij}} = 1 + \left(\frac{1}{\alpha_{ij}} - 1 \right) \left(\frac{1}{1-\alpha_j} \right) \left(\frac{\beta_j}{\beta'_j} - \alpha_j \right)$$

γ_{ij} est, pour la ligne j et la colonne i de la matrice Θ , le pourcentage des événements sur protons liés dans l'échantillon des événements finalement retenus, et ceci pour des coupures déterminées.

Il est temps d'exposer la raison d'être de ces coupures. Indépendamment d'un enrichissement en événements sur protons libres, en termes de première diffusion, elles ont pour but de faire une sélection, dans la seconde diffusion, des différents niveaux d'inélasticité de la diffusion proton-carbone. Il serait illusoire de ne vouloir retenir, dans cette seconde diffusion proton-carbone, que les événements élastiques, étant donné les différentes sources d'incertitude. Mais l'important est seulement de disposer de mesures de pouvoir analyseur de cette seconde diffusion effectuées dans les mêmes conditions de coupures. C'est une condition nécessaire pour que les calculs ultérieurs soient cohérents.

Ceci dit, et connaissant le pourcentage des événements sur protons liés dans la première diffusion, il convient maintenant de connaître, pour ces événements, la polarisation d'un faisceau de protons de recul.

II-B. -5°) e) Méthodes d'évaluation de la polarisation du fond F .

En première approximation, nous pouvons faire l'hypothèse raisonnable que la polarisation d'un faisceau de protons de recul est la même dans la diffusion des π sur des protons liés ou sur des protons libres. Dans le cas de la diffusion sur des protons liés, non polarisés, la polarisation du faisceau de protons de recul sera alors égale à P_0 .

Une mesure directe pourrait théoriquement être faite de la polarisation du fond, en répétant l'expérience sur la cible "fantôme" dont il a déjà été question. L'absence d'hydrogène dans cette cible nous assurerait que la polarisation P trouvée serait celle des diffusions élastiques sur des protons liés non polarisés. Mais il est facile de calculer que, compte tenu du pourcentage de fond présent dans cette expérience, pour mesurer cette polarisation avec une précision suffisante, il faudrait investir un temps de machine égal à celui nécessaire pour l'expérience principale. Il est clair que dans ces conditions nous avons préféré abandonner cette mesure directe.

Nous pourrions cependant envisager une mesure indirecte et approximative, consistant à retenir seulement pour la suite des calculs les événements situés en dehors du pic d'hydrogène dans les courbes de parcours. Aussi imprécis et sujet à discussion que puisse être le résultat, il permettrait, dans une certaine mesure, de corroborer l'hypothèse faite au début de ce paragraphe.

Nous avons essayé la méthode consistant à écrire $F = P_0$; nous avons essayé d'introduire dans les calculs des valeurs arbitraires et très variables de F ; tout ceci pour nous apercevoir que le résultat final (valeurs des paramètres A et R) en dépendait assez peu. C'est compréhensible étant donné que la proportion des événements du fond par rapport aux événements sur hydrogène reste faible. Nous avons donc, en définitive, adopté la méthode suivante: F est un paramètre libre dans la fonction de vraisemblance décrite plus loin, au même titre que les deux paramètres essentiels de cette fonction,

$$\rho = \frac{|g|}{|f|} \quad \text{et} \quad \varphi = \text{Arg}(g - f).$$

CHAPITRE III

CALCUL DES PARAMETRES DE POLARISATION

III - A. - CHOIX DE LA METHODE DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE.

Pour comprendre le choix de cette méthode, rappelons le principe de la mesure de l'un des paramètres, R par exemple, et plaçons-nous dans le cas idéal où :

- le faisceau de π incidents sur la cible polarisée a une divergence nulle ;
- la polarisation $\vec{P}_c$ de la cible est exactement perpendiculaire au faisceau de π^- incidents ;
- le proton de recul ne traverse pas de champ magnétique ;
- la diffusion se fait dans le plan contenant le vecteur polarisation cible.

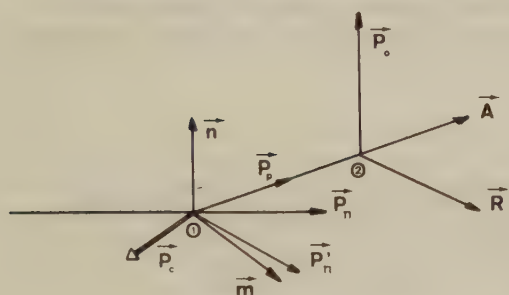


Figure 15

Dans la figure (15) $\vec{P}_\pi$ est l'impulsion du π incident, $\vec{P}_c$ le vecteur polarisation de la cible, $\vec{P}'_\pi$ l'impulsion du π diffusé, $\vec{P}_P$ l'impulsion du proton de recul, et $\vec{m} = \vec{P}_P \wedge \vec{n}$. Au vertex de la seconde diffusion sont notées les composantes A, R et P_o de la polarisation finale du faisceau de protons de recul. Cette seconde diffusion dans le carbone présente une distribution angulaire azimutale qui permet d'atteindre la mesure de la seule combinaison de P_o et R, représentant la composante de la polarisation finale des protons de recul

normalement à la direction de ces protons. Dans cette expérience idéale, on dispose pour mesurer la distribution azimutale de la seconde diffusion d'une direction de référence fixe, $\vec{n}$ par exemple.

Or, la réalité est plus complexe, et pour les raisons suivantes :

- Pour des raisons purement géométriques dans l'appareillage, $\vec{P}_c$ n'est pas exactement perpendiculaire à $\vec{P}_\pi$ (dans le cas de la mesure de R, l'angle vaut 87 degrés), ce qui, dès le départ, nous donne une composante de

la polarisation finale normalement à $\vec{P}_p$ qui est une combinaison de P_0 , R et A.

- Cette combinaison de départ n'est, de plus, pas la même pour tous les événements car $\vec{P}_p$ n'est que la direction moyenne du faisceau de π incidents, qui présente une certaine divergence, et on détecte des événements en dehors du plan contenant le faisceau et la polarisation de la cible.
- Et, enfin, le proton de recul doit traverser le champ de l'aimant et le champ de fuite : il y a rotation du proton de recul et de son spin ; le spin et l'impulsion ne tournant pas à la même vitesse, la combinaison de départ de P_0 , A et R normalement à $\vec{P}_p$ n'est plus la même à la fin de la trajectoire du proton dans la chambre ; et ce qui est plus grave, pour un même angle de diffusion au premier vertex, l'évolution de cette combinaison n'est pas la même d'un événement à l'autre en fonction de l'angle azimutal, car le champ magnétique ne présente pas de symétrie cylindrique autour de $\vec{P}_p$.

En définitive, d'une part, nous ne mesurons pas dans la chambre une même combinaison de P_0 , A et R pour tous les événements ayant un même angle de diffusion au premier vertex, et, d'autre part, nous ne disposons pas d'une direction de référence fixe pour la distribution azimutale de la seconde diffusion. Il est, dès lors, clair que le seul moyen de rendre cohérent un lot d'événements à moment de transfert déterminé dans la première diffusion est d'écrire pour chacun un facteur d'une fonction de vraisemblance, obtenu avec un choix judicieux des paramètres à optimiser.

III - B. - PRINCIPE DE LA METHODE DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE.

Dans le cas simplifié où nous ne traitons que des événements purs sur protons libres polarisés et où nous oublions les biais géométriques dans le polarimètre - nous verrons plus loin comment traiter le problème réel -, nous choisissons d'optimiser les 2 paramètres suivants :

$$\rho = \frac{|g|}{|f|} \quad \text{et} \quad \varphi = \arg(f, g)$$

où f est l'amplitude de diffusion sans retournement de spin, et g l'amplitude avec retournement de spin. Cela revient, pour rendre cohérent un lot d'événements, à choisir pour chacun d'eux un même état de polarisation finale dans un système de référence lié à l'événement. Prenons pour un événement donné le système de référence suivant :

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f|}, \quad \vec{P} = \frac{\vec{k}_i + \vec{k}_f}{|\vec{k}_i + \vec{k}_f|} \quad \text{et} \quad \vec{K} = \vec{n} \wedge \vec{P}$$

où $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_f$ sont les impulsions du π incident et diffusé dans le centre de masse de la première réaction. Si $\vec{P}_c$ est la polarisation de la cible, la distribution angulaire I de la première diffusion s'écrit :

$$I = |f|^2 + |g|^2 + 2 \operatorname{Im} f \cdot g^* \cdot \vec{P}_c \cdot \vec{n} \quad (\text{III B 1})$$

Et la polarisation finale $\vec{\pi}$ du faisceau de protons de recul vaut dans le centre de masse de la réaction :

$$I \vec{\pi} = \pi_n \vec{n} + \pi_p \vec{P} + \pi_k \vec{K} \quad (\text{III B 2})$$

avec :

$$\pi_n = 2 \operatorname{Im} f \cdot g^* + \left[|f|^2 + |g|^2 \right] \vec{P}_C \cdot \vec{n}$$

$$\pi_p = 2 \operatorname{Re} f \cdot g^* \vec{P}_C \cdot (\vec{K} \cos \omega + \vec{P} \sin \omega) + (|f|^2 - |g|^2) \cdot \vec{P}_C \cdot (\vec{P} \cos \omega - \vec{K} \sin \omega)$$

$$\pi_k = 2 \operatorname{Re} f \cdot g^* \vec{P}_C \cdot (\vec{K} \sin \omega - \vec{P} \cos \omega) + (|f|^2 - |g|^2) \vec{P}_C \cdot (\vec{P} \sin \omega + \vec{K} \cos \omega)$$

où $\omega = 2 \left(\frac{\Phi}{2} - \Phi_L \right)$. Φ et Φ_L sont respectivement les angles de diffusion du proton de recul dans le centre de masse et dans le laboratoire. (Voir plus loin ce problème de la correction relativiste par la rotation d'angle ω).

(III B 2) étant homogène en f et g , il suffit de poser arbitrairement $f = 1$ et $g = |g| (\cos \varphi + i \sin \varphi)$ pour trouver :

$$\pi_n = -2 \rho \sin \varphi + (1 + \rho^2) \vec{P}_C \cdot \vec{n} \quad (\text{III B 3})$$

$$\pi_p = 2 \rho \cos \varphi \vec{P}_C \cdot (\vec{K} \cos \omega + \vec{P} \sin \omega) + (1 - \rho^2) \vec{P}_C \cdot (\vec{P} \cos \omega - \vec{K} \sin \omega)$$

$$\pi_k = 2 \rho \cos \varphi \vec{P}_C \cdot (\vec{K} \sin \omega - \vec{P} \cos \omega) + (1 - \rho^2) \vec{P}_C \cdot (\vec{P} \sin \omega + \vec{K} \cos \omega)$$

Partant de ces composantes dans le centre de masse du proton de recul de la polarisation d'un faisceau de protons de recul, et en leur faisant subir une rotation relativiste dans le champ magnétique, comme indiqué plus loin, on aboutit au vecteur de polarisation $\vec{\pi}'$ dans le centre de masse du proton et au niveau du second vertex. Dans la fig. (16), si $\vec{P}'_p$ est l'impulsion

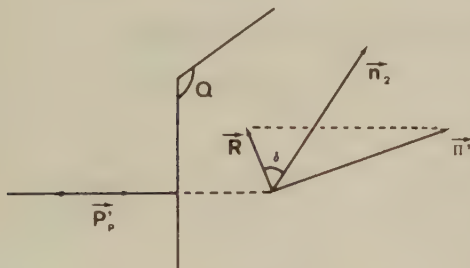


Figure 16

du proton incident, $\vec{\pi}'$ la polarisation finale du faisceau correspondant, le tout au niveau du deuxième vertex, $\vec{n}_2$ la normale au plan de la seconde diffusion et $\vec{R}$ la composante de $\vec{\pi}'$ dans le plan Q perpendiculaire à $\vec{P}'_p$, l'angle azimutal δ repère la seconde diffusion par rapport à la direction de référence $\vec{R}$. Et le facteur de la fonction de vraisemblance correspondant à l'événement considéré est :

$$1 + \vec{R} \cdot \vec{n}_2 p$$

où p est le pouvoir analyseur du carbone. Il reste à chercher, en faisant varier les deux paramètres ρ et φ , le maximum de la fonction de vraisemblance

$$F = \sum_i (1 + \vec{R}_i \cdot \vec{n}_i^* p_i)$$

obtenue avec un lot d'événements i comparables.

Pour ce qui est de la justification mathématique de la méthode du maximum de vraisemblance, on peut consulter par exemple les références (28), (29) et (30).

III - C. - PRECESSION DU SPIN DU PROTON DE RECU L DANS LE CHAMP MAGNETIQUE.

III-C. - 1°) Correction relativiste

Le problème de la correction relativiste est lié à une succession de changements de systèmes de référence, étudié par H.P. Stapp (32). Le spin du proton dans l'état initial de la réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ est défini dans le centre de masse du proton. D'autre part, la matrice de réaction M (voir le chapitre I) est définie dans le centre de masse de la réaction. La polarisation des protons de recul est ensuite analysée dans le laboratoire. Le vecteur polarisation du proton aura tourné, après passage du centre de masse du proton au centre de masse de la réaction, du centre de masse de la réaction au système du laboratoire, et enfin de ce dernier au centre de masse du proton. Le produit de ces trois transformations correspond à une rotation du référentiel lié au proton, avec un angle de rotation qui vaut $(2\phi_L - \phi)$, ϕ et ϕ_L étant respectivement les angles de diffusion du proton dans le centre de masse et dans le laboratoire.

III-C. - 2°) Calculs théoriques de la rotation de la polarisation dans un champ magnétique.

Pour traiter dans le cadre relativiste le problème de la rotation du spin du proton de recul dans le champ magnétique de la bobine supraconductrice, il nous faut introduire les quantités suivantes (31, page 126) :

- a) un quadrivecteur axial de polarisation :

$$S = (s_0, \vec{s}) \text{ avec } S = (0, \vec{s}) \text{ dans le centre de masse des protons,}$$

$$S^2 = -s^2 \text{ et } \vec{s} \text{ trivecteur}$$

- b) un tenseur anti-symétrique représentant la forme relativiste du champ électromagnétique :

$$F = (F^{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & H_z & -H_y \\ -E_y & -H_z & 0 & H_x \\ -E_z & H_y & -H_x & 0 \end{pmatrix}$$

- c) un quadrivecteur vitesse représentant le mouvement du proton :

$$V = (\gamma, \gamma\vec{\beta}) \text{ avec } V = (1, 0) \text{ dans le centre de masse du proton,}$$

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c} \text{ et } \gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$$

Si d'ailleurs nous nous plaçons dans le système de référence où les protons sont animés de la vitesse $\vec{v}$ - système du laboratoire par exemple - nous avons :

$$s_0 = \gamma \vec{\beta} \cdot \vec{S}_{CM} \text{ et } \vec{s} = \vec{S}_{CM} + \frac{\gamma^2}{1 + \gamma} \vec{\beta} \cdot (\vec{\beta} \cdot \vec{S}_{CM})$$

$\vec{S}_{CM}$ étant le trivecteur polarisation dans le centre de masse des protons. (Le problème de la transformation de Lorentz, appliquée aux vecteurs de polarisation, pour le passage système du laboratoire - système du centre de masse, est traité plus loin, dans le paragraphe III-C.-2°).

Ceci étant posé, on démontre (31) que l'équation du mouvement pour le vecteur polarisation, dans le cas d'une particule chargée se déplaçant dans un champ homogène (ce qui est exact dans l'approximation des petits volumes), est la suivante :

$$\gamma \frac{ds}{dt} = g \mu_0 S F + \left(\frac{e}{m} - g \mu_0 \right) V (S F V)$$

l'équation du mouvement de la particule étant :

$$\gamma \frac{dV}{dt} = - \frac{e}{m} F V$$

avec $\mu_0 = \frac{e}{2 mc}$ pour une particule chargée.

Et si nous nous plaçons dans le système du laboratoire, en posant $\vec{\beta} = \beta \vec{1}$ où $\vec{1}$ est un vecteur unitaire parallèle au mouvement de la particule, nous avons :

$$\gamma \frac{d\vec{s}_L}{dt} = \frac{e}{2 mc} \left\{ g (\vec{s}_L \wedge \vec{H}) + \gamma^2 \beta^2 \vec{1} (2 - g) (\vec{1} \wedge \vec{H} \cdot \vec{s}_L) \right\}$$

$$\text{avec } \gamma \frac{ds_{L0}}{dt} = \frac{e}{2 mc} (2 - g) \gamma^2 \beta (\vec{1} \wedge \vec{H}) \cdot \vec{s}_L$$

$\vec{H}$ étant le champ magnétique, $\vec{s}_L$ le trivecteur polarisation et s_{L0} la quatrième composante de $\vec{S}_L$: $\vec{S}_L = (s_{L0}, \vec{s}_L)$

Et en utilisant l'impulsion $\vec{P}$ de la particule, $\vec{P} = m\gamma\beta c$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma \frac{d\vec{s}_L}{dt} = \frac{e}{2 mc} \left\{ g (\vec{s}_L \wedge \vec{H}) - \frac{(g-2)}{m^2} \vec{P} [(\vec{P} \wedge \vec{H}) \cdot \vec{s}_L] \right\} \\ \gamma \frac{ds_{L0}}{dt} = - \frac{e \gamma}{2 c} \frac{g-2}{m^2} [(\vec{P} \wedge \vec{H}) \cdot \vec{s}_L] \end{array} \right\}$$

Si nous faisons nos calculs avec les unités suivantes :

$|\vec{P}|$ en GeV/c

E énergie totale du proton en GeV

$|\vec{H}|$ en gauss

et ΔL , élément de longueur de la trajectoire, en cm,

nous avons la formule pratique suivante :

$$\begin{bmatrix} \Delta S_x \\ \Delta S_y \\ \Delta S_z \\ \Delta S_0 \end{bmatrix} = \frac{1,499 \cdot 10^7 \cdot \Delta L}{P} \left\{ 5,5853 \begin{bmatrix} S_y H_z - S_z H_y \\ S_z H_x - S_x H_z \\ S_x H_y - S_y H_x \\ 0 \end{bmatrix} - 4,072 \begin{bmatrix} S_x (P_y H_z - P_z H_y) + S_y (P_z H_x - P_x H_z) + S_z (P_x H_y - P_y H_x) \\ P_x \\ P_y \\ P_z \\ E \end{bmatrix} \right\}$$

III-C.-3°) Calcul pratique de la rotation du spin ; calcul de la trajectoire du proton.

Dans la formule pratique établie dans le paragraphe précédent :

$$\vec{\Delta S} = \left[K (\vec{S} \wedge \vec{H}) + K' \vec{P} \cdot (\vec{S} \cdot (\vec{P} \wedge \vec{H})) \right] \Delta L$$

il est aisé de voir que la transformation est linéaire en $\vec{S}$. C'est-à-dire que si l'on écrit le spin $\vec{S}$ comme la combinaison linéaire de trois spins $\vec{S}_1$, $\vec{S}_2$ et $\vec{S}_3$:

$$\vec{S} = \alpha_1 \vec{S}_1 + \alpha_2 \vec{S}_2 + \alpha_3 \vec{S}_3$$

alors le calcul de la rotation du spin $\vec{S}$ revient à calculer celui de $\vec{S}_1$, $\vec{S}_2$ et $\vec{S}_3$:

$$\vec{\Delta S} = \alpha_1 \vec{\Delta S}_1 + \alpha_2 \vec{\Delta S}_2 + \alpha_3 \vec{\Delta S}_3$$

$\vec{\Delta S}$ représente le vecteur qu'il faut ajouter à $\vec{S}$ pour obtenir le vecteur $\vec{S}_F$:

$$\vec{S}_F = \vec{S} + \vec{\Delta S}$$

$\vec{S}_F$ étant la nouvelle valeur du spin lorsque le proton a parcouru l'élément de trajectoire ΔL . Pour une trajectoire de longueur finie L , il faut calculer :

$$\vec{S}_F = \vec{S} + \sum_i \vec{\Delta S}_i$$

que l'on peut également écrire :

$$\vec{S}_F = \alpha_1 (\vec{S}_1 + \sum_i \vec{\Delta S}_1^i) + \alpha_2 (\vec{S}_2 + \sum_i \vec{\Delta S}_2^i) + \alpha_3 (\vec{S}_3 + \sum_i \vec{\Delta S}_3^i)$$

C'est-à-dire que si l'on écrit $\vec{S}$ comme une combinaison linéaire de trois spins $\vec{S}_1$, $\vec{S}_2$ et $\vec{S}_3$ - spins unitaires suivant les axes ox , oy et oz par exemple -, alors $\vec{S}_F$ résultant de la rotation de $\vec{S}$ dans le champ magnétique s'écrira avec les mêmes coefficients a_1 , a_2 et a_3 comme une combinaison linéaire des trois spins $\vec{S}_{1F}$, $\vec{S}_{2F}$ et $\vec{S}_{3F}$ transformés de $\vec{S}_1$, $\vec{S}_2$, $\vec{S}_3$.

L'intérêt de cette remarque est le suivant : comme nous l'avons vu au paragraphe III-B, le principe de la méthode du maximum de vraisemblance consiste à écrire pour un lot d'événements une fonction de vraisemblance F calculée pour un certain choix de paramètres (ρ , φ) ; et il faut chercher le maximum de cette fonction en faisant varier ces deux paramètres. F est directement fonction d'une certaine projection R du vecteur de polarisation $\vec{\pi}_F(\rho, \varphi)$ transformé par rotation dans le champ du vecteur $\vec{\pi}(\rho, \varphi)$. Or le calcul de la rotation d'un vecteur de polarisation est un calcul long, qui s'effectue par pas, le long de la trajectoire du proton. Pour une trajectoire donnée, c'est-à-dire pour un événement donné du lot précédent, il est intéressant, par souci d'économie de temps de calcul, de faire une seule fois le calcul de la rotation de trois vecteurs unitaires $\vec{i}$, $\vec{j}$ et $\vec{k}$ suivant les trois axes ox , oy et oz , plutôt que de calculer la rotation de $\vec{\pi}(\rho, \varphi)$ pour chaque lot de paramètres (ρ , φ). On écrit au début de la trajectoire :

$$\vec{\pi} = \pi_x(\rho, \varphi) \vec{i} + \pi_y(\rho, \varphi) \vec{j} + \pi_z(\rho, \varphi) \vec{k} \quad (1)$$

et l'on a pour la fin de la trajectoire :

$$\vec{\pi}_F = \pi_x(\rho, \varphi) \vec{i}_F + \pi_y(\rho, \varphi) \vec{j}_F + \pi_z(\rho, \varphi) \vec{k}_F \quad (2)$$

π_x , π_y et π_z étant calculés en fonction de ρ et φ par les formules simples du paragraphe III-B ; $\vec{i}_F$, $\vec{j}_F$, $\vec{k}_F$ sont les vecteurs transformés de $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ par rotation dans le champ magnétique.

Il est donc nécessaire, pour chaque événement, de calculer la rotation de trois vecteurs unitaires $\vec{i}$, $\vec{j}$ et $\vec{k}$, qui se transforment en :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{i}_F = a_{11} \vec{i} + a_{12} \vec{j} + a_{13} \vec{k} \\ \vec{j}_F = a_{21} \vec{i} + a_{22} \vec{j} + a_{23} \vec{k} \\ \vec{k}_F = a_{31} \vec{i} + a_{32} \vec{j} + a_{33} \vec{k} \end{array} \right. \quad (3)$$

et la combinaison des formules (1), (2) et (3) donne immédiatement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi_x^F = a_{11} \pi_x + a_{21} \pi_y + a_{31} \pi_z \\ \pi_y^F = a_{12} \pi_x + a_{22} \pi_y + a_{32} \pi_z \\ \pi_z^F = a_{13} \pi_x + a_{23} \pi_y + a_{33} \pi_z \end{array} \right. \quad (4)$$

Le calcul des coefficients a_{lm} est donc fait une fois par événement, et pour

chaque lot de valeurs π_x, π_y, π_z - qui sont fonction de p et φ -, les valeurs correspondantes de π_x^F, π_y^F , et π_z^F sont immédiatement données par les formules (4).

Mais ces calculs des a_{lm} posent un problème nouveau : les quadrivecteurs de spin $\vec{i}, \vec{j}$ et $\vec{k}$ sont donnés dans le centre de masse du proton, système dans lequel on connaît π_x, π_y et π_z données par les formules du paragraphe III-B ; et la formule donnant $\Delta \vec{S}$ en fonction de $\vec{S}, \vec{H}, \vec{P}$ et ΔL est appliquée le plus simplement dans le laboratoire, où l'on dispose d'une carte du champ magnétique $\vec{H}$, et où l'on connaît l'impulsion $\vec{P}$ et le pas ΔL en chaque point de la trajectoire reconstituée. Le calcul de a_{lm} se fera donc en trois étapes :

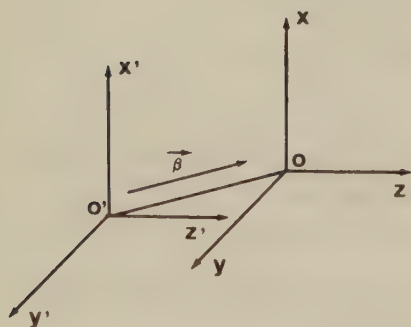
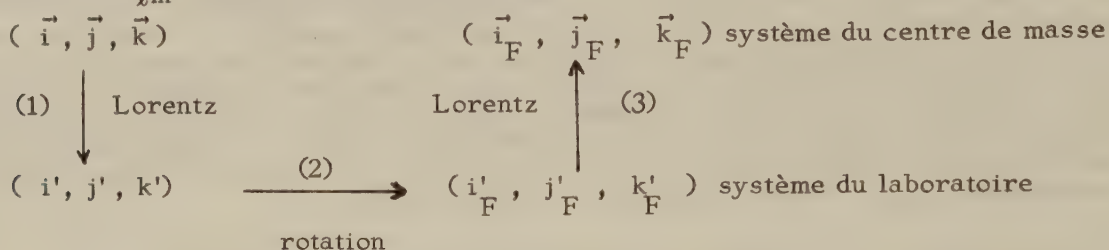


Figure 17

Nous allons maintenant décrire rapidement ces trois étapes. La première est la transformation par les formules de Lorentz des quadrivecteurs $\vec{i}, \vec{j}$, et $\vec{k}$ dont la composante temporelle est nulle en vecteurs $\vec{i}', \vec{j}'$ et $\vec{k}'$.

a) Transformation de Lorentz faisant passer du système du centre de masse du proton dans le système du laboratoire.

Soit le système (O, x, y, z) animé de la vitesse $\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$ par rapport au système du laboratoire

(O', x', y', z') . $\vec{v}$ est la vitesse du proton dans le laboratoire. La transformation de Lorentz permettant de passer des coordonnées dans le centre de masse (O, x, y, z) aux coordonnées dans le laboratoire, pour un quadrivecteur $X = (\vec{x}, ct)$

défini dans le centre de masse est la suivante (figure 17) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{x}' = \vec{x} + \vec{\beta} \gamma \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \vec{\beta} \cdot \vec{x} + ct \right) \\ ct' = \gamma (ct + \vec{\beta} \cdot \vec{x}) \end{array} \right. \quad (1)$$

Or, nous avons, en faisant $c = 1$, et pour une particule de masse m , d'énergie totale E et d'impulsion $\vec{P}$ dans le laboratoire :

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{P}}{E} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{E}{m}$$

soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{x} = \vec{x} + \frac{\vec{P}}{m} \left(\frac{\vec{P} \cdot \vec{x}}{m + E} + t \right) \\ t' = \frac{E}{m} \left(t + \frac{\vec{P} \cdot \vec{x}}{E} \right) \end{array} \right. \quad (2)$$

- b) Transformation d'un vecteur de polarisation $\vec{P}$ donné dans le centre de masse en vecteur de polarisation $\vec{P}'$ dans le laboratoire.

Si le vecteur $(\vec{x}, ct)$ est le vecteur de polarisation $\vec{P}$ dont la composante temporelle est nulle dans le centre de masse du proton, il se transforme en vecteur $\vec{P}'$ dans le laboratoire, dont les composantes sont données par la formule (2). C'est ainsi que l'on peut vérifier aisément les résultats suivants :

Les vecteurs de polarisation donnés dans le centre de masse :

$$\vec{i} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \vec{x}_1 \quad \vec{j} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \vec{x}_2 \quad \vec{k} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \vec{x}_3 \quad (3)$$

deviennent dans le système du laboratoire :

$$\vec{i}' = \begin{bmatrix} 1 + \frac{P_x^2}{m(m+E)} \\ \frac{P_x P_y}{m(m+E)} \\ \frac{P_x P_z}{m(m+E)} \\ \frac{P_x}{m} \end{bmatrix} = \vec{x}'_1 \quad \vec{j}' = \begin{bmatrix} \frac{P_x P_y}{m(m+E)} \\ 1 + \frac{P_y^2}{m(m+E)} \\ \frac{P_y P_z}{m(m+E)} \\ \frac{P_y}{m} \end{bmatrix} = \vec{x}'_2 \quad \text{et} \quad \vec{k}' = \begin{bmatrix} \frac{P_x P_z}{m(m+E)} \\ \frac{P_y P_z}{m(m+E)} \\ 1 + \frac{P_z^2}{m(m+E)} \\ \frac{P_z}{m} \end{bmatrix} = \vec{x}'_3$$

Ainsi, par exemple, un vecteur de polarisation $\vec{x}'_1$ dans le centre de masse du faisceau de protons, parallèle à ox , devient dans le laboratoire, le vecteur $\vec{x}'_1$ à 4 composantes non nulles.

- c) La seconde étape consiste alors à faire le calcul proprement dit de la rotation dans le champ magnétique de ces trois vecteurs $\vec{i}'$, $\vec{j}'$, et $\vec{k}'$, correspondant à une trajectoire et à une impulsion particulière du proton.

La reconstitution de la trajectoire du proton de recul dans le champ magnétique se fait à partir de la direction du proton observée à l'arrivée dans le polarimètre. C'est un calcul qui se fait par pas. Pour chaque pas, de longueur ΔL , on connaît alors les composantes moyennes du champ magnétique $\vec{H}$ et de l'impulsion $\vec{P}$; les formules du paragraphe II-C.-1°) permettent alors de calculer $\Delta S = f(\vec{H}, \vec{P}, \Delta L, \vec{S})$.

d) La troisième et dernière étape, sur laquelle je ne m'étendrai pas, consiste à faire la transformation de Lorentz inverse de celle de la première étape.

Les vecteurs $\vec{i}_F$, $\vec{j}_F$ et $\vec{k}_F$ ainsi obtenus étant des vecteurs polarisation dans le centre de masse des protons, leurs composantes temporelles doivent être nulles ; nous en profitons pour faire un test de cohérence des calculs ci-dessus.

III - D. - DISTRIBUTION AZIMUTALE DE LA SECONDE DIFFUSION

III-D. - 1°)

La distribution azimutale de la seconde diffusion pour un lot d'événements comparables - même intervalle de moment de transfert dans la première diffusion - peut se repérer par l'angle Φ représenté sur la figure (18). Sur cette figure, $\vec{P}'_P$ est l'impulsion incidente du proton au niveau de la seconde diffusion, $\vec{N}_2$ la normale au plan de celle-ci, $\vec{N}'_1$ la transformée de $\vec{N}_1$ par rotation dans le champ magnétique - $\vec{N}_1$ étant la normale au plan de la première diffusion, considérée là comme un vecteur de polarisation - ; enfin, $\vec{n}$ est le vecteur unitaire dans la direction de la projection de $\vec{N}'_1$ sur le plan Q perpendiculaire à $\vec{P}'_P$, et sert de direction de référence pour la distribution en Φ ($|\vec{n}| = 1$).

Pour le lot d'événements considérés, nous pouvons écrire comme suit la densité des événements diffusés dans l'analyseur en fonction de Φ , θ_2 , E_2 , α , etc.

$$\delta = \pi(\Phi, \theta_2, E_2, \alpha) \times C(\theta_2, E_2, \alpha) \times Q_1 \times \left[1 + p \cdot \vec{N}_2 \cdot \left\{ f F_{\perp} \vec{n} + (1-f) \frac{P_{0\perp} \cdot \vec{n} + P_C \cdot \vec{V}}{1 + P_0 \cdot P_C \cdot \cos \alpha} \right\} \right]$$

avec : θ_2 angle de la seconde diffusion

E_2 énergie cinétique du proton au vertex de la seconde diffusion

p pouvoir analyseur correspondant du carbone

$$\cos \alpha = \frac{\vec{P}_C \cdot \vec{N}_1}{|\vec{P}_C \cdot \vec{N}_1|}$$

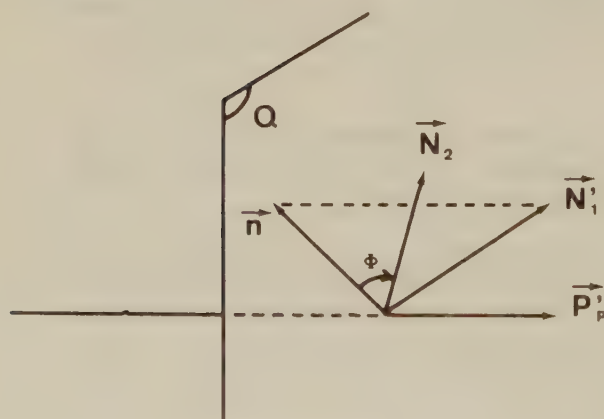


Figure 18

$\vec{P}_C$ vecteur polarisation de la cible, et $\overline{\vec{P}_C}$ (valeur algébrique) = P_C

f fraction d'événements qui ne sont pas des diffusions sur hydrogène polarisé

$\vec{F}$ polarisation des protons de recul dans le cas des diffusions autres que sur hydrogène polarisé

$\vec{P}_0 = P_0 \cdot \vec{N}_1$ polarisation des protons de recul dans la diffusion sur protons libres non polarisés

$F_{\perp} \vec{n}$ projection sur le plan Q de la transformée de $F \vec{N}_1$ dans le champ magnétique

$P_{0\perp} \vec{n}$ projection sur le plan Q de la transformée de $P_0 \vec{N}_1$ dans le champ magnétique

$$\frac{P_{0\perp} \cdot \vec{n} + P_c \cdot \vec{V}}{1 + P_0 P_c \cos \alpha} \quad \text{n'est autre que la transformée dans le champ magnétique et}$$

la projection sur le plan Q du vecteur de polarisation $\vec{\pi}$, qui peut s'écrire, comme on le voit facilement dans les formules du paragraphe III-B, comme la somme d'une compo-

$$\text{sante fixe } \frac{P_{0\perp} \vec{n}}{1 + P_0 P_c \cos \alpha} \quad \text{et d'une composante } \frac{P_c \vec{V}}{1 + P_0 P_c \cos \alpha} \quad \text{qui s'inverse}$$

lorsqu'on inverse $\vec{P}_c$.

$C(\theta_2', E_2', \alpha)$ est la répartition des événements en fonction de θ_2' , E_2' et α , et tient compte de la répartition de la densité d'événements à l'entrée dans la chambre et de la section efficace proton-carbone sans polarisation du faisceau de proton.

$\eta(\Phi, \theta_2', E_2', \alpha)$ est l'efficacité de la chambre à étincelles.

Q_i est enfin lié au nombre d'événements considérés de la façon suivante :

Le nombre d'événements pour un élément de volume $\Delta \theta_2'$, $\Delta E_2'$, $\Delta \alpha$, etc. est donné en intégrant la quantité précédente sur Φ :

$$\begin{aligned} \Delta &= \int_0^{2\pi} d\Phi \eta(\Phi, \theta_2', E_2', \alpha) C(\theta_2', E_2', \alpha) Q_i \left[1 + p \cdot \vec{N}_2 \left\{ f F_{\perp} \vec{n} + (1-f) \frac{P_{0\perp} \vec{n} + P_c \vec{V}}{1 + P_0 P_c \cos \alpha} \right\} \right] \\ &= N_i C(\theta_2', E_2', \alpha) \end{aligned}$$

où N_i est le nombre total d'événements dans le lot considéré.

Nous pouvons poser :

$$N_i C(\theta_2', E_2', \alpha) = Q_i C(\theta_2', E_2', \alpha) \cdot A_i \quad \text{où}$$

$$A_i = \int_0^{2\pi} d\Phi \eta(\Phi, E_2', \theta_2', \alpha, \dots) \left\{ 1 + p \vec{N}_2 \left[f F_{\perp} \vec{n} + (1-f) \frac{P_{0\perp} \vec{n} + P_c \vec{V}}{1 + P_0 P_c \cos \alpha} \right] \right\}$$

qui peut encore s'écrire :

$$A_i = \int_0^{2\pi} d\Phi \eta(\Phi, E_2', \theta_2', \alpha) \{ 1 + a(P_c) \cos \Phi + b(P_c) \sin \Phi \}$$

(On retrouve bien $A_i = 2\pi$ si $\eta = 1$). Si nous faisons de plus l'hypothèse que η peut s'écrire :

$$\eta = 1 + \alpha_0 \cos \Phi + \beta_0 \sin \Phi$$

alors

$$A_i = 2\pi \left[1 + \frac{\alpha_0}{2} a(P_c) + \frac{\beta_0}{2} b(P_c) \right]$$

Or, les valeurs expérimentales de ces différents paramètres sont approximativement les suivantes :

$$\alpha_0 \approx \beta_0 \approx 0,1$$

$$\cos \alpha \approx 0$$

$$p \approx 0.3$$

$$|P_C| \approx 0,6$$

$$f \approx 0.15$$

$$F_{\perp} \approx P_{0\perp} \approx 0,1$$

et dans A_i le seul terme qui varie avec la polarisation P_C de la cible est :

$$\int \eta(\Phi, \theta_2, E_2, \alpha) \cdot p \cdot (1-f) \frac{P_C}{1 + P_0 P_C \cos \alpha} \vec{N}_2 \cdot \vec{V}$$

et l'ensemble des événements du volume $\Delta E_2, \Delta \theta_2, \Delta \alpha$, etc. correspondant de plus à une polarisation positive de la cible est affecté du coefficient A_+ , alors que pour une polarisation négative de la cible, nous avons le coefficient A_- , avec A_- peu différent de A_+ :

$$N_i C(\theta_2, E_2, \alpha, \dots) = Q_i C(\theta_2, E_2, \alpha) A_{\pm}$$

III - D. -2°) Estimation de la valeur η de l'efficacité de la chambre

Revenons à la distribution δ , que nous écrirons en mettant en facteur le coefficient $\frac{1}{P_0 P_C \cos \alpha + 1}$, et en sachant que $C Q_i = \frac{N_i C}{A_{\pm}}$

$$\delta = \frac{\eta C N_i}{A_{\pm} (1 + P_0 P_C \cos \alpha)} \{ (1 + P_0 P_C \cos \alpha) (1 + p f F_{\perp} \vec{n} \cdot \vec{N}_2) + (1-f) (P_{0\perp} \vec{n} + P_C \vec{V}) p \vec{N}_2 \}$$

Pour estimer d'après les distributions expérimentales la valeur de l'efficacité η , nous faisons l'hypothèse - raisonnable d'ailleurs - que η est fonction de Φ seulement. Nous disposons en effet d'une statistique trop faible d'événements diffusés dans la chambre pour comparer d'une façon significative des distributions en Φ dans la chambre pour différentes tranches ΔE_2 ou $\Delta \theta_2$, etc.

Ceci étant posé, nous proposons de faire la distribution en Φ de tous les événements en les pondérant par le coefficient suivant :

$$K = \frac{(1 + P_0 P_C \cos \alpha) \times |P_C| \times N}{|P_C| (1 + p \cos \Phi (f F_{\perp} + (1-f) P_{0\perp})) \times 2 N_{\pm}}$$

où $|P_C|$ est la moyenne de la valeur absolue de la polarisation de la cible.

N_+ et N_- sont respectivement les nombres totaux d'événements en polarisation P_C positive et négative, pour un intervalle donné Δt du moment de transfert dans la première réaction.

N est le nombre total d'événements pour ce même intervalle Δt .

Dans ce coefficient, toutes les quantités sont connues, sauf $F_{\perp}$ que l'on pourra prendre égal à $P_{0\perp}$.

Enfin, $|P_c|$ est la valeur absolue de la polarisation de la cible pour le lot auquel appartient l'événement correspondant.

Ce coefficient K est voisin de 1, si les différents lots d'événements correspondent à des polarisations voisines ($|P_c| \approx 0.6$) et si l'on a autant d'événements pour P_c positif ou négatif. La distribution angulaire des événements pondérée par K est donc peu différente de la distribution brute.

Ce coefficient n'est évidemment pas pris au hasard ; il va nous permettre d'estimer η . On peut écrire en effet de la façon suivante la distribution δ pondérée par K :

$$\delta \cdot K = \frac{|P_c| N \eta}{2 N_{\pm} |P_c|} \times \frac{N_i C}{A_{\pm}} \left\{ \frac{(1 + P_0 P_c \cos \alpha) (1 + p f F_{\perp} \vec{n} \cdot \vec{N}_2)}{1 + p \cos \Phi [f F_{\perp} + (1-f) P_{0\perp}]} + \frac{(1-f) (P_{0\perp} \vec{n} + P_c \vec{V}) p \vec{N}_2}{1 + p \cos \Phi [f F_{\perp} + (1-f) P_{0\perp}]} \right\}$$

et si l'on remarque que $\vec{n} \cdot \vec{N}_2 = \cos \Phi$,

$$\delta \cdot K = \frac{|P_c| N \eta}{2 N_{\pm}} \cdot \frac{N_i C}{A_{\pm}} \left\{ \frac{1}{|P_c|} + \frac{P_c}{|P_c|} \left[\frac{\cos \alpha P_0 (1 + p f F_{\perp} \cos \Phi) + (1-f) p \vec{N}_2 \vec{V}}{1 + p f F_{\perp} \cos \Phi + (1-f) P_{0\perp}} \right] \right\}$$

Si nous faisons alors la distribution de K intégrée sur toutes les variables excepté Φ , nous devons effectuer :

$$I = \sum_i \int \frac{|P_c| N \eta}{2 N_{\pm}} \cdot \frac{N_i C}{A_{\pm}} \left\{ \frac{1}{|P_c|} + \frac{P_c}{|P_c|} \left[B(\Phi, \theta_2, E_2, \alpha, \varphi, F, P_0, \dots) \right] \right\}$$

Si nous faisons enfin l'hypothèse que $A_+ = A_- = A$, nous pouvons écrire :

$$I = \frac{|P_c| N \eta}{2 A} \sum_i \int \frac{C N_i}{N_{\pm}} \left(\frac{1}{|P_c|} + \frac{P_c}{|P_c|} B \right)$$

Nous voyons que si la somme est effectuée sur la totalité des événements, le coefficient $\frac{P_c}{|P_c|}$ fait disparaître le terme B , qui, lui, est indépendant de P_c . Il reste :

$$I = \frac{|P_c| N \eta}{2 A} \sum_i \int \frac{C N_i}{N_{\pm}} \times \frac{1}{|P_c|}$$

Dans cette formule, on connaît la distribution expérimentale pondérée I et tous les autres termes, sauf η , qui alors se déduit aisément, en fonction de A . Nous verrons plus loin comment estimer la valeur de A , par une méthode d'itération.

III - E. - CALCUL DES PARAMETRES DE POLARISATION

III-E. -1°) Choix de la fonction de vraisemblance.

Comme nous venons de le voir, dans les formules précédentes de la distribution δ , et en sachant, d'après les formules du paragraphe III-B, que nous écrivons la polarisation $\vec{\pi}$ du faisceau de protons de recul en fonction des paramètres ρ et φ , nous pouvons écrire de la façon suivante le nombre d'événements dN dans la chambre, dans l'intervalle ($d\theta_2$, dE_2 , $d\phi$, ...) :

$$dN = \frac{N_i C(\theta_2, E_2, \alpha)}{A_{\pm}} \eta(\phi) \frac{D(F, \rho, \varphi) + P_C \psi(F, \rho, \varphi)}{1 + P_0 P_C \cos \alpha} d\theta_2 dE_2 d\phi$$

avec $D(F, \rho, \varphi) = 1 + p f F_{\perp} \cos \phi + (1 - f) p P_{0\perp} \cos \phi$

et $\psi(F, \rho, \varphi) = P_0 \cos \alpha (1 + p f F_{\perp} \cos \phi) + (1 - f) p \vec{V} \cdot \vec{N}_2$

Pour un événement donné, nous proposons de prendre pour construire la fonction de vraisemblance globale le facteur

$$G = \left\{ \frac{D(F', \rho', \varphi') + P_C \psi(F', \rho', \varphi')}{|P_C|} \right\} \frac{(1 + P_0 P_C \cos \alpha) \cdot N \cdot A_{\pm} \cdot |\overline{P_C}|}{2 |P_C| \cdot N_{\pm} \cdot \eta}$$

F' , ρ' et φ' étant les valeurs d'essai de ces trois paramètres. Pour un lot d'événements donnés, la fonction de vraisemblance globale sera le produit des facteurs G relatifs à chaque événement. Nous allons en effet démontrer que la fonction produit des facteurs G présente un maximum pour les valeurs de F' , ρ' et φ' égales aux valeurs réelles F , ρ et φ .

Nous allons le démontrer en réalité pour le logarithme de cette fonction globale, ce qui revient au même. Nous avons :

$$\text{Log } G = \frac{(1 + P_0 P_C \cos \alpha) \cdot N \cdot A_{\pm} \cdot |\overline{P_C}|}{2 |P_C| \cdot N_{\pm}} \text{Log} \left\{ \frac{D(F', \rho', \varphi')}{|P_C|} + \frac{P_C}{|P_C|} \psi(F', \rho', \varphi') \right\}$$

Et pour un très petit intervalle ($d\theta_2$, dE_2 , $d\phi$, ...) nous pouvons écrire de la façon suivante la somme des logarithmes de G , avec la distribution dN réelle :

$$L = \int \text{Log } G dN$$

soit :

$$L = \frac{N}{2} \int \text{Log} \left\{ \frac{D(F', \rho', \varphi')}{|P_C|} + \frac{P_C}{|P_C|} \psi(F', \rho', \varphi') \right\} \frac{N_i C}{N_{\pm}} \cdot \frac{|\overline{P_C}|}{|P_C|} \left[D(F, \rho, \varphi) + P_C \psi(F, \rho, \varphi) \right] \times d\theta_2 dE_2 d\phi \dots$$

Nous nous proposons donc de démontrer que les dérivées partielles de L sont nulles pour les valeurs réelles de F' , ρ' et φ' ; calculons par exemple la dérivée par rapport à ρ' :

$$\frac{\partial L}{\partial \rho'} = \frac{N}{2} |\overline{P_c}| \int \frac{\frac{N_i C}{N_{\pm}} \cdot \frac{P_c}{|P_c|} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial \rho'} + \frac{1}{P_c} \frac{\partial D}{\partial \rho'} \right]}{\frac{D(F', \rho', \varphi')}{|P_c|} + \frac{P_c}{|P_c|} \Psi(F', \rho', \varphi')} d\theta_2 dE_2 d\phi$$

$$\left[\frac{D(F, \rho, \varphi)}{|P_c|} + \frac{P_c}{|P_c|} \Psi(F, \rho, \varphi) \right] d\theta_2 dE_2 d\phi$$

et si nous nous plaçons en $F' = F$, $\rho' = \rho$ et $\varphi' = \varphi$, il reste :

$$\left(\frac{\partial L}{\partial \rho'} \right)_{\rho'=\rho} = \frac{N |\overline{P_c}|}{2} \int \frac{N_i C}{N_{\pm}} \frac{P_c}{|P_c|} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial \rho'} + \frac{1}{|P_c|} \frac{\partial D}{\partial \rho'} \right] d\theta_2 dE_2 d\phi$$

$$\text{or } D(F) = 1 + p f F_{\perp} \cos \phi + (1 - f) p P_{0\perp} \cos \phi$$

$$\text{et } \frac{\partial D(F', \rho', \varphi')}{\partial \rho'} = (1 - f) p \cos \phi \frac{\partial P_{0\perp}}{\partial \rho'}$$

$$\text{qui donne } \int_0^{2\pi} (1 - f) p \cos \phi \frac{\partial P_{0\perp}}{\partial \rho'} d\phi = 0 \text{ dans l'intégrale précédente.}$$

(Les dérivées de D par rapport à φ' ou à F' s'éliminent pour les mêmes raisons).
Il reste alors, en séparant les événements avec polarisation cible positive et négative :

$$\frac{\partial L}{\partial \rho'} = \frac{N |\overline{P_c}|}{2} \left[\sum_i \frac{N_i}{N_+} \int C \frac{\partial \Psi}{\partial \rho'} d\theta_2 dE_2 d\phi - \sum_j \frac{N_j}{N_-} \int C \frac{\partial \Psi}{\partial \rho'} d\theta_2 dE_2 d\phi \right]$$

Ce qui fait apparaître aussi l'annulation des termes en $\frac{\partial \Psi}{\partial \rho'}$ car $\sum_{i \in (+)} N_i = N_+$ et

$$\sum_{j \in (-)} N_j = N_- \text{ et } \Psi \text{ ne dépend pas de la polarisation de la cible } P_c : \frac{\partial L}{\partial \rho'} = 0.$$

Nous pourrions démontrer exactement de la même manière que les dérivées de L par rapport à φ' et F' sont nulles en $F' = F$, $\rho = \rho'$ et $\varphi' = \varphi$. Il est donc justifié de prendre comme fonction de vraisemblance pour un événement la fonction G .

Or, dans cette fonction G , $A_{\pm}$ est la seule inconnue. Nous pouvons alors procéder par itération. Nous prenons d'abord $A_{\pm} = 1$; nous déterminons un premier lot de valeurs pour F , ρ et φ ; et avec elles nous pouvons calculer :

$$A_{\pm} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\Phi \eta(\Phi) \left[1 + p \vec{N}_2^T (f \vec{E}_{\pm} \vec{n} + (1-f) \frac{P_{0\pm} \vec{n} + P_C \vec{V}}{1 + P_0 P_C \cos \alpha}) \right]$$

Suit une nouvelle détermination de F , ρ et φ , etc.

III-E.-2°) Les valeurs connues de P_0 et leur incidence sur la fonction de vraisemblance.

Lorsque nous connaissons des valeurs mesurées par ailleurs de la polarisation normale P_0 - à 6 GeV/c par exemple - nous pouvons limiter les recherches des paramètres ρ et φ . En effet :

$$P_0 = \frac{2 \operatorname{Im} f g^*}{|f|^2 + |g|^2} = \frac{-2\rho \sin\varphi}{1 + \rho^2}$$

Si nous appelons G_T la fonction de vraisemblance totale pour un lot d'événements donnés, nous introduisons de la façon suivante les valeurs P_0^o connues avec l'erreur ΔP_0^o :

$$G_T^1 = G_T \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{(P_0 - P_0^o)^2}{(\Delta P_0^o)^2} \right]$$

et nous recherchons alors le maximum de la fonction G_T^1 .

III-E.-3°) Matrices d'erreur.

On peut, pour ce problème, consulter la référence (33) particulièrement adaptée à notre cas. Si nous travaillons avec une fonction de vraisemblance $f(x, \bar{a})$ où x représente diverses coordonnées mesurées et $\bar{a}$ les valeurs exactes des paramètres recherchés, nous devons calculer une matrice $\mathfrak{M}$, dont les éléments de matrice

$\mathfrak{M}^{ij}$ valent :

$$\mathfrak{M}^{ij} = \int_{\text{tous les } x} \frac{\partial f(x, \bar{a})}{\partial a_i} \frac{\partial f(x, \bar{a})}{\partial a_j} \frac{1}{f(x, \bar{a})} dx$$

En réalité, ces éléments de matrice ne sont pas calculables, pour la bonne raison que les valeurs exactes $\bar{a}$ ne sont pas connues. Nous devons alors calculer une matrice $\mathfrak{M}_1$, qui est une approximation de $\mathfrak{M}$, et dont les éléments de matrice valent :

$$\mathfrak{M}_1^{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{1}{f^2(x^k, a^*)} \frac{\partial f(x^k, a^*)}{\partial a_i} \frac{\partial f(x^k, a^*)}{\partial a_j}$$

où les a^* sont les valeurs qui rendent maximum la fonction de vraisemblance, N étant le nombre total d'événements qui servent à la calculer. La matrice d'erreur M est alors l'inverse de la matrice $\mathfrak{M}_1$ multipliée par le nombre d'événements N :

$$M = (N \cdot \mathfrak{M}_1)^{-1}$$

Dans le cas présent, nous avons utilisé les paramètres ρ , φ et F , précédemment définis. Nous pouvons écrire la matrice d'erreur à 3 dimensions :

$$M = \begin{bmatrix} m_{\rho\rho} & m_{\rho\varphi} & m_{\rho F} \\ m_{\varphi\rho} & m_{\varphi\varphi} & m_{\varphi F} \\ m_{F\rho} & m_{F\varphi} & m_{FF} \end{bmatrix}$$

Et les erreurs sur les 3 paramètres prennent les valeurs :

$$\Delta\rho = (m_{\rho\rho})^{1/2} \quad \Delta\varphi = (m_{\varphi\varphi})^{1/2} \quad \text{et} \quad \Delta F = (m_{FF})^{1/2}$$

d'autre part, on appelle coefficients de corrélation entre les paramètres a_i et a_j les coefficients $m_{ij} \cdot (m_{ii} \cdot m_{jj})^{-1/2}$. Il sont en principe nuls lorsque les paramètres a sont réellement indépendants.

Le problème se complique lorsque, comme nous l'avons fait ici, nous introduisons dans la fonction de vraisemblance une contrainte entre les paramètres, sous la forme des valeurs, mesurées par ailleurs, de la polarisation normale P_0 , qui est une fonction de ρ et de φ :

$$P_0 = g(a) = g(\rho, \varphi)$$

La fonction de vraisemblance est alors multipliée par le terme

$$\exp \left[-\frac{1}{2} \frac{[g(a) - P_0]^2}{\sigma^2} \right]$$

où P_0 est la valeur déjà mesurée, avec l'erreur σ . Pour tenir compte de cette contrainte dans les calculs d'erreurs, il faut alors ajouter à la matrice $(N \cdot \mathbb{M}_1)$ la matrice suivante :

$$U = \frac{1}{\sigma^2} \begin{bmatrix} \left[\frac{\partial g(\vec{a})}{\partial a_1} \right]^2 & \dots & \left[\frac{\partial g(\vec{a})}{\partial a_1} \right] \times \left[\frac{\partial g(\vec{a})}{\partial a_m} \right] \\ \dots & \dots & \dots \\ \left[\frac{\partial g(\vec{a})}{\partial a_m} \right] \times \left[\frac{\partial g(\vec{a})}{\partial a_1} \right] & \dots & \left[\frac{\partial g(\vec{a})}{\partial a_m} \right]^2 \end{bmatrix}$$

Et la matrice d'erreur totale vaut :

$$M = (N \cdot \mathbb{M}_1 + U)^{-1}$$

Si nous savons ainsi calculer les erreurs statistiques sur les paramètres a , il n'existe par contre jusqu'à ce jour aucune méthode satisfaisante pour calculer l'incidence, sur les valeurs a et les erreurs Δa , des erreurs inévitablement commises dans les mesures des coordonnées x . Dans le cas présent, ces erreurs sont essentiellement celles qui entachent la valeur de l'énergie du proton au vertex de la seconde diffusion, et celle de l'angle θ_p de cette diffusion. Toutes ces erreurs peuvent être regroupées dans l'erreur que l'on commet sur le pouvoir analyseur p apparaissant dans la fonction de vraisemblance.

CHAPITRE IV

LES RESULTATS

Nous présentons ici les résultats des mesures des paramètres A et R, dans la diffusion élastique $\pi^- - p$, pour des impulsions incidentes de 6 et 16 GeV/c, et dans un intervalle de moment de transfert t allant de 0,25 à 0,51 (GeV/c)².

IV - A. - PREMIERE EXPERIENCE, VALEUR DE A à 6 GeV/c.

=====

Le but de cette expérience était primitivement de s'assurer du bon fonctionnement de l'appareillage et de l'exactitude des calculs dans les différents programmes de dépouillement, avant de passer aux mesures plus réellement importantes de R. Mais c'était là préjuger de la valeur de A entre $-t = 0,2$ et $-t = 0,5$ (GeV/c)² supposée voisine de +1, ce qui est sa valeur exacte à $t = 0$. (En effet, si nous nous reportons à la formule (I 5) de l'introduction, $\Phi = 180^\circ$ et $\Phi_L = 90^\circ$ donnent $A = +1$, car g s'annule pour $\theta_s = 0$, puisqu'il comporte un facteur $\sin \theta_s$).

Or, sachant que $\rho = \frac{|g|}{|f|}$ et $\varphi = \text{Arg}(f, g)$, si nous nous plaçons dans

la configuration qui nous permet de mesurer R, et si nous nous reportons à la formule (I 6), nous pouvons écrire approximativement, $\Phi - \Phi_L$ étant voisin de 90 degrés :

$$R \cong \frac{2 \rho \cos \varphi}{1 + \rho^2} \sin(\Phi - \Phi_L) = \frac{2 \cos \varphi}{\rho + \frac{1}{\rho}} \sin(\Phi - \Phi_L)$$

$$\text{avec } P_0 = - \frac{2 \rho \sin \varphi}{1 + \rho^2} = - \frac{2 \sin \varphi}{\rho + \frac{1}{\rho}}$$

Nous voyons dans ces formules que les valeurs de ρ et $\frac{1}{\rho}$ jouent des rôles symétriques. On peut donc s'attendre à ce que la fonction de vraisemblance, lorsqu'elle possède un maximum pour $\rho = \rho_0$, en possède un autre pour $\rho_1 = \frac{1}{\rho_0}$. Or, il s'avère que c'est effectivement ce que l'on trouve. Pour lever cette ambiguïté, il suffit de se placer dans la configuration qui permet de mesurer A. En effet, nous avons alors, d'après la formule (I 5) :

$$A \cong \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2} = \frac{\frac{1}{\rho} - \rho}{\frac{1}{\rho} + \rho}$$

Sachant que l'on trouve, dans les mesures de R, $\rho_0 \simeq 0,1$ et $\rho_1 \simeq 10$, on voit que pour ces deux valeurs A varie de -1 à +1. Comme ici ρ et $\frac{1}{\rho}$ ne jouent plus un rôle symétrique, nous allons trouver une seule valeur de ρ donnant à la fonction de vraisemblance une valeur maximum et donc fixer le signe de A et lever l'ambiguïté.

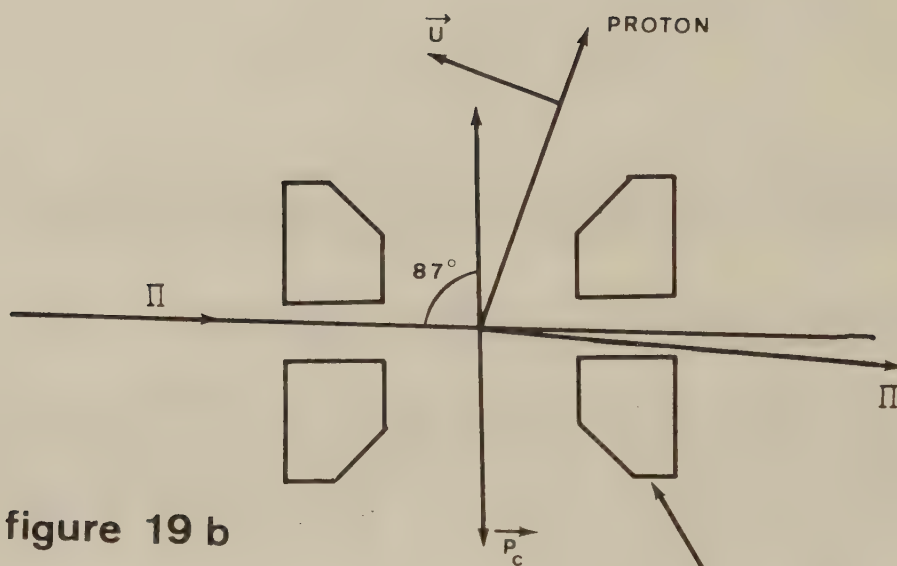


figure 19 b

$$\vec{\pi} \cdot \vec{U} \propto (0.05 A + 0.997 R)$$

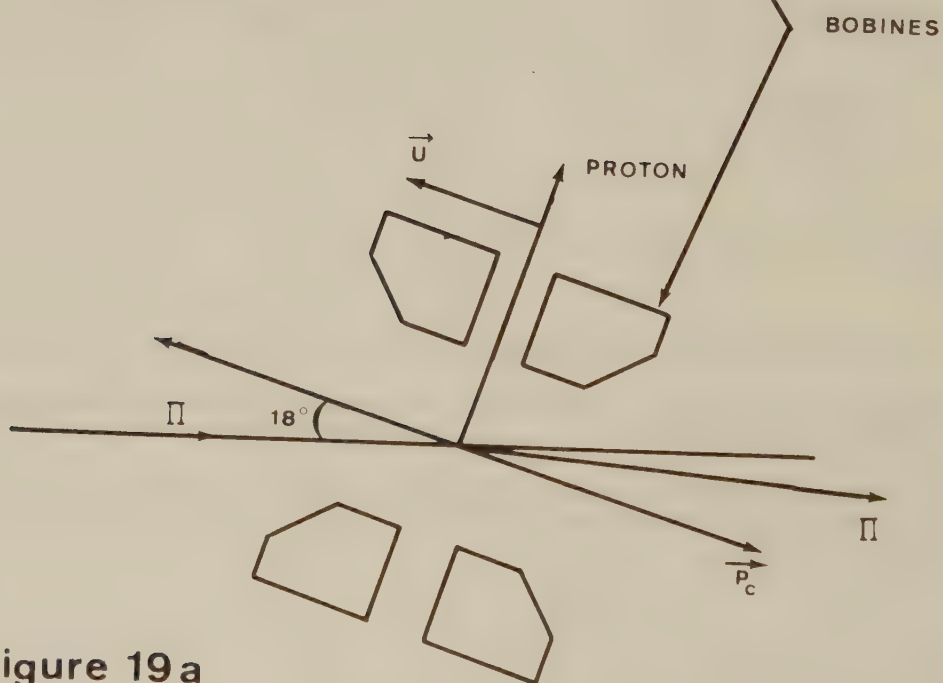


figure 19 a

$$\vec{\pi} \cdot \vec{U} \propto (0.95 A + 0.31 R)$$

IV - A.-1°) Les conditions de l'expérience.

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre (I), la mesure du paramètre A doit se faire avec une cible dont la polarisation $\vec{P}_C$ est parallèle à la direction moyenne du faisceau incident. Or, pour des raisons géométriques - encombrement des bobines de l'aimant supraconducteur -, cette configuration précise n'est pas possible. Nous avons été obligés, comme le montre la figure (19a), de placer la bobine supraconductrice de façon à ce que son axe - l'axe du champ magnétique, et donc de $\vec{P}_C$ - fasse un angle de 18° avec la direction moyenne du faisceau. Dans ces conditions, nous avons en fait, au niveau de la cible, dans le plan de la réaction et perpendiculairement à la direction du proton de recul, une composante de la polarisation finale $\vec{\pi}$ qui est une combinaison linéaire de A et de R dans les propositions suivantes :

$$\vec{\pi} \cdot \vec{u} = (0,95 A + 0,31 R)$$

Cette proportion est d'ailleurs modifiée au cours de la traversée du champ magnétique par le proton de recul, par l'effet de la rotation du spin.

IV - A.-2°) Résultats des mesures.

Sachant que les paramètres A , R et P_0 doivent satisfaire à la relation :

$$P_0^2 + A^2 + R^2 = 1$$

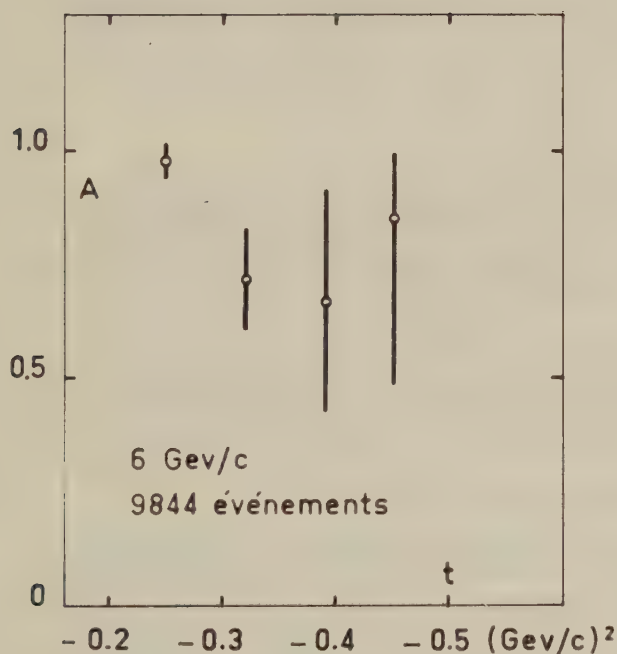


Fig. 20

t	± Δt	A	± ΔA
- 0,25	0,03	0,98	0,04
- 0,32	0,04	0,72	0,11
- 0,39	0,03	0,67	0,24
- 0,45	0,03	0,85	0,36

Tableau 1 : Mesure du paramètre A à 6 GeV/c dans l'expérience n°1
 t est en (GeV/c)²

nous devons nous attendre à avoir une très bonne détermination de A en utilisant cette formule, avec les valeurs de P_0 qui sont petites et connues avec précision, et les valeurs de R que nous allons mesurer, et qui sont également petites. Nous ne chercherons donc pas ici à calculer A avec beaucoup de précision, son signe seul ayant de l'importance, et nous n'entrerons pas dans les détails du dépouillement.

Ceci dit, les résultats sont indiqués dans le tableau (1) et la fig.(20). Les erreurs mentionnées sont uniquement les erreurs statistiques calculées par le programme de recherche du maximum de vraisemblance. Ici,

comme par la suite pour tous les résultats, les valeurs de t que nous mentionnons sont les valeurs médianes d'un intervalle, et non pas des valeurs données avec une erreur.

Ces résultats de la mesure de A sont encore préliminaires, et ne doivent être pris que comme une indication du signe de A . Il apparaît dès lors, nettement, que la solution qu'il faudra retenir, lors du calcul de R , sera celle qui donnera pour A une valeur positive et voisine de 1.

IV - B. - MESURES DU PARAMETRE R à 6 et 16 GeV/c.

Pour des impulsions de π^- incidents de 16 GeV/c, nous n'avons pas procédé à une mesure spéciale du paramètre A . Mais si nous faisons l'hypothèse raisonnable qu'il n'y a pas de variation importante de la valeur de A entre 6 et 16 GeV/c, nous devons, entre les deux solutions possibles, conserver celle qui donne pour A une valeur voisine de +1. L'autre solution en effet donnerait non seulement une valeur de A voisine de -1, mais encore une valeur de ρ voisine de 10, c'est-à-dire une valeur absolue de f négligeable devant celle de g , ce qui est contraire à l'idée - à vrai dire intuitive - selon laquelle les effets de spin tendent à disparaître, à haute énergie. D'autre part et surtout, $g \gg f$ devrait donner un creux de la section efficace différentielle à zéro degré. g comprend en effet un facteur $\sin \theta_s$, qui l'annule pour $\theta_s = 0$. La valeur de $\rho = 10$ est donc incompatible avec l'absence de minimum de la section efficace différentielle à l'avant.

IV - B. -1°) Les conditions de l'expérience.

Comme nous l'avons également indiqué dans le chapitre (I), la mesure du paramètre R doit se faire avec une cible dont la polarisation $\vec{E}$ est perpendiculaire à la direction moyenne du faisceau incident. Et encore une fois, pour des raisons géométriques, cette configuration n'est pas exactement possible. Comme indiqué sur la figure (19b), nous avons dû placer la bobine de façon à ce que son axe fasse un angle de 87° avec la direction moyenne du faisceau, ce qui correspond, au niveau de la cible, à la combinaison linéaire suivante :

$$\vec{\pi} \cdot \vec{u} \propto (0,05 A + 0,997 R)$$

Quant aux différences qu'il y a eu entre les dispositions du reste de l'appareillage à 6 et 16 GeV/c d'impulsion de π^- incidents, elles sont minimes. Elles portent essentiellement sur la position le long de l'axe du faisceau des hodoscopes de compteurs H5, H6 et H1, comme déjà signalé dans le paragraphe (II A 5°), et ceci, dans le but de couvrir, aux deux énergies, le même intervalle de moment de transfert t .

Signalons, de plus, que pour chacune de ces deux énergies, deux lots de mesures ont été faites à des époques différentes, en fonction des disponibilités de faisceau au CERN. Une légère évolution du matériel alors utilisé pose le problème de la reproductibilité de ces mesures. Nous aborderons ce problème en détail plus loin.

IV - B. -2°) Distribution azimutale de la seconde diffusion.

Nous savons que la mesure de la polarisation d'un faisceau de protons est basée sur l'asymétrie de la distribution azimutale dans une diffusion sur une cible de carbone par exemple. C'est le principe de tous nos calculs, et la validité de ces derniers dépend de la confiance qu'on peut avoir dans ces distributions calculées. Nous avons donc systématiquement vérifié ces distributions, et les effets sur elles des différentes coupures que nous avons effectuées sur les lots d'événements.

Un exemple de distribution angulaire azimutale de la seconde diffusion, pour un lot d'événements à 16 GeV/c, est donné dans la figure (21). C'est la différence des dis-

tributions brutes - normalisées à un même nombre total d'événements - pour des événements avec $P_c < 0$ et des événements avec $P_c > 0$, P_c étant la valeur algébrique de la polarisation de la cible.

Quant à la courbe continue, c'est une courbe correspondant à l'ajustement obtenu par la méthode du maximum de vraisemblance. Il n'existe à ce jour aucune méthode convaincante - dans le genre d'un calcul de χ^2 pour l'ajustement d'une courbe paramétrée à des points expérimentaux - pour faire un test de la validité d'une fonction de vraisemblance donnée. Cependant, nous avons essayé ici d'imaginer une méthode qualitative

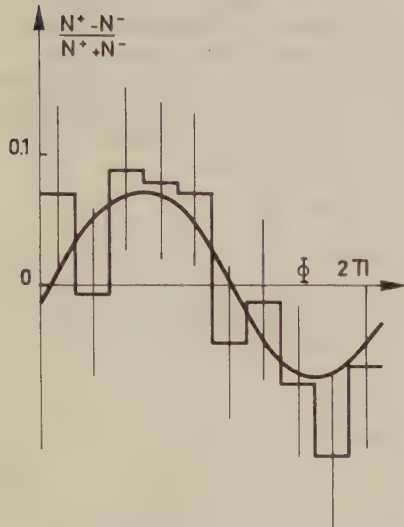


Fig. 21

Distribution angulaire azimutale à 16 GeV/c
2000 Événements à $t = 0.3 \pm 0.05$ (GeV/c)²

pour procéder à cette vérification. Nous avons pour cela - après optimisation des paramètres de la fonction de vraisemblance, c'est-à-dire après avoir obtenu les valeurs des paramètres A , R et P_0 - calculé une distribution azimutale semi-théorique, en reprenant chacun des événements utilisés ; nous avons remplacé chacun d'eux, pour lequel le pouvoir analyseur p est connu, ainsi que la normale $\vec{n}_2$ à la seconde diffusion et la projection $\vec{R}$ de la polarisation calculée (voir la figure (16) relative au paragraphe III B), par la distribution cosinusoidale :

$$(1 + p \cdot \vec{n}_2 \cdot \vec{R})$$

qui représente un nombre infini d'événements si, gardant p et $\vec{R}$, nous donnons à $\vec{n}_2$ toutes les orientations possibles dans le plan Q . Il y a donc une telle distribution pour chaque événement, et nous effectuons la somme de toutes celles correspondant aux événements retenus.

Sur la figure (21) est représentée la différence de ces distributions théoriques calculées d'une part pour les événements avec $P_c < 0$ et, d'autre part, pour les événements avec $P_c > 0$. Nous voyons que cette courbe continue représente convenablement la distribution expérimentale.

IV - B. -3°) Effet des différentes coupures.

Nous allons voir maintenant les effets, sur les résultats de R , de coupures que nous avons essayées sur les valeurs de différentes quantités mesurées ou calculées. Définissons tout d'abord ces quantités. Ce sont :

- Le numéro N_F du dernier module de chambre à fils atteint par la trace du proton après seconde diffusion. Rappelons qu'il y a 32 modules et que $N_F \leq 31$ signifie simplement que sont seulement retenus les protons s'arrêtant dans le polarimètre.
- L'énergie cinétique E_v du proton au vertex de la seconde diffusion.
- L'angle θ_2 de diffusion du proton dans la seconde diffusion. Les coupures sont faites en réalité sur l'angle :

$$\theta^* = \theta_2 \sqrt{\frac{E_v}{180}} \text{ (MeV)}$$

C'est une formule empirique tenant compte des courbes du pouvoir analyseur du carbone en fonction de θ_2 et E_v . Des coupures par valeurs inférieures sont faites sur θ^* à cause de la variation rapide du pouvoir analyseur aux faibles angles θ_2 , pour des valeurs de θ_2 dépendant de E_v , et à cause de l'indétermination sur l'angle θ_2 lorsqu'il est petit.

- La valeur de χ^2 obtenue dans le calcul de l'énergie E_c du proton de recul dans la première diffusion, par la méthode décrite dans le paragraphe (II-B. -2° d).

e) La valeur du pouvoir analyseur lui-même.

f) La différence $E_C - E_R$, où E_R est l'énergie du proton de recul mesurée par son parcours dans le carbone du polarimètre, et E_C l'énergie du proton de recul calculée en fonction de l'angle de diffusion du π et de celui du proton.

g) Enfin, le pourcentage f de fond, calculé d'après la méthode du paragraphe (II-B.-5° d).

Les figures (22) et (23) ainsi que les tableaux (2) et (3) montrent respectivement à 6 et 16 GeV/c les valeurs comparées de R pour différentes sélections. Dans ces valeurs n'apparaissent que les erreurs statistiques calculées par le programme de maximum de vraisemblance. Dans les différents cas où aucune valeur de R n'est mentionnée, un trop petit nombre d'événements n'a pas permis au programme de maximum de vraisemblance de converger, ou bien, pour certaines valeurs de t, les calculs n'ont pas été effectués. Des coupures communes aux quatre sélections sont les suivantes :

$$N_F \leq 31 ; \chi^2 < 8 ; -20 \text{ MeV} < E_C - E_R < 30 \text{ MeV}$$

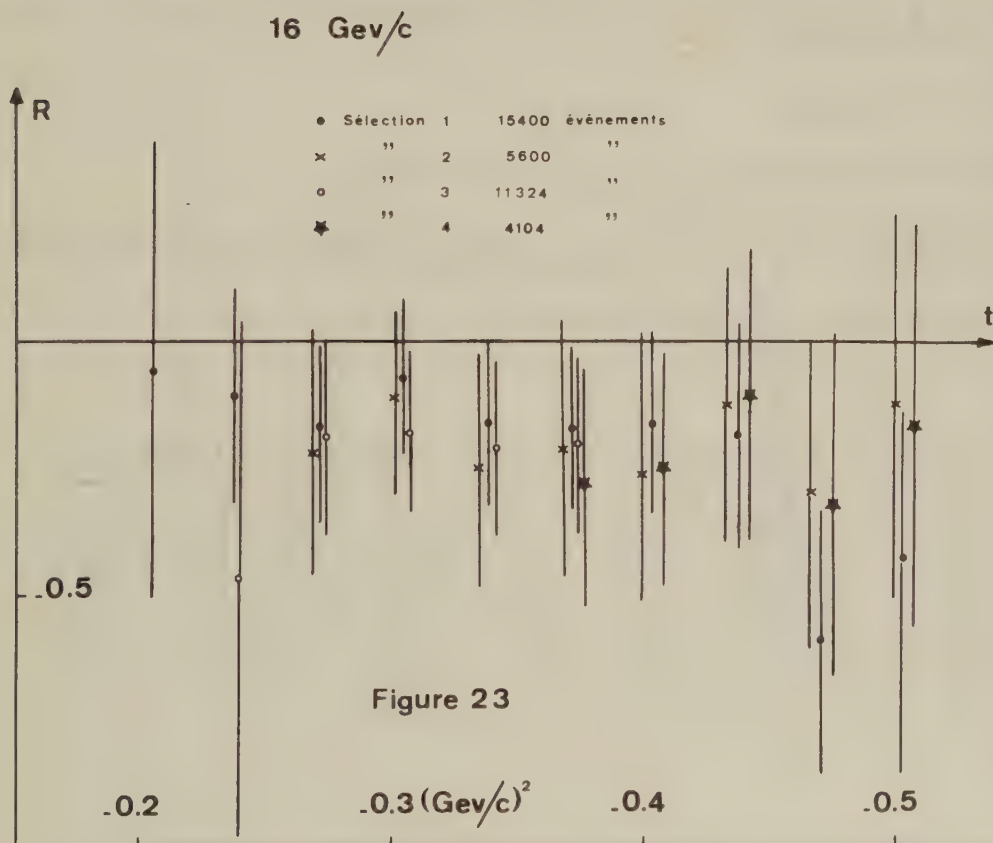
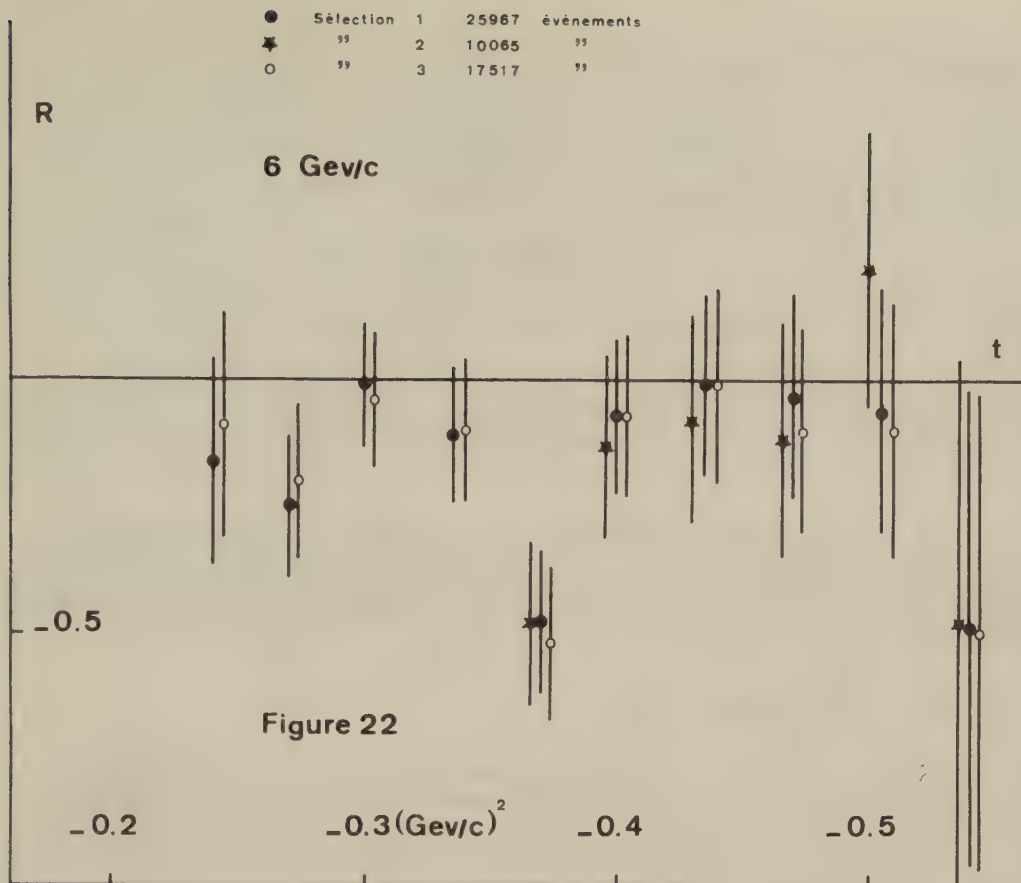
Tableau 2 : Valeurs comparées de R à 6 GeV/c pour les différentes sélections décrites dans le paragraphe (IV-B.-3°) .

- t (GeV/c) ²	Sélection 1	Sélection 2	Sélection 3	Sélection 4
0,21 ± 0,015	+0,14 ± 0,87			
0,24 ± 0,015	-0,16 ± 0,20		-0,09 ± 0,22	
0,27 ± 0,015	-0,25 ± 0,14		-0,20 ± 0,15	
0,30 ± 0,015	0,01 ± 0,12		-0,04 ± 0,13	
0,335 ± 0,020	-0,11 ± 0,13		-0,10 ± 0,14	
0,37 ± 0,015	-0,48 ± 0,14	-0,48 ± 0,16	-0,52 ± 0,15	
0,40 ± 0,015	-0,07 ± 0,15	-0,13 ± 0,18	-0,07 ± 0,16	
0,435 ± 0,020	-0,01 ± 0,18	-0,08 ± 0,21	-0,01 ± 0,19	
0,47 ± 0,015	-0,03 ± 0,20	-0,12 ± 0,23	-0,10 ± 0,20	
0,505 ± 0,020	-0,06 ± 0,24	+0,22 ± 0,27	-0,10 ± 0,25	
0,54 ± 0,015	-0,49 ± 0,47	-0,48 ± 0,52	-0,50 ± 0,47	

Tableau 3 : Valeurs de R à 16 GeV/c dans les mêmes conditions.

0,21 ± 0,015	-0,06 ± 0,45			
0,24 ± 0,015	-0,11 ± 0,21		-0,47 ± 0,51	
0,27 ± 0,015	-0,18 ± 0,17	-0,22 ± 0,24	-0,19 ± 0,19	
0,30 ± 0,015	-0,07 ± 0,15	-0,12 ± 0,18	-0,18 ± 0,16	
0,335 ± 0,020	-0,16 ± 0,16	-0,25 ± 0,23	-0,21 ± 0,17	
0,37 ± 0,015	-0,17 ± 0,16	-0,21 ± 0,25	-0,20 ± 0,17	-0,28 ± 0,23
0,40 ± 0,015	-0,16 ± 0,18	-0,26 ± 0,25		-0,25 ± 0,23
0,435 ± 0,020	-0,18 ± 0,22	-0,12 ± 0,27		-0,10 ± 0,29
0,47 ± 0,015	-0,59 ± 0,26	-0,29 ± 0,30		-0,32 ± 0,34
0,505 ± 0,020	-0,44 ± 0,34	-0,12 ± 0,38		-0,16 ± 0,40
0,54 ± 0,015				

Quant aux autres coupures, elles sont différentes dans chaque sélection d'événements ; en voici les valeurs :



- Sélection 1 : $\theta^* \geq 0,01 \text{ r}$; $E_V > 70 \text{ MeV}$; $f < 0,8$
- Sélection 2 : $\theta^* \geq 0,12 \text{ r}$; $E_V > 90 \text{ MeV}$; $f < 0,8$
- Sélection 3 : $\theta^* \geq 0,08 \text{ r}$; $E_V > 80 \text{ MeV}$; $f < 0,8$
- Sélection 4 : $\theta^* \geq 0,01 \text{ r}$; $E_V > 70 \text{ MeV}$; et :

$$f < (IT-1) \cdot \frac{0,2}{11} + 0,1$$

$$\text{Pouvoir analyseur} > (IT-1) \cdot \frac{0,2}{4} + 0,15$$

Dans cette dernière sélection apparaissent des formules empiriques où IT est simplement un numéro de zone d'angle θ_p de première diffusion, c'est-à-dire une ligne de la matrice Θ .

Il est clair, sur ces quelques exemples, que les variations des valeurs de R dues à ces différentes sélections restent très inférieures aux erreurs statistiques de ces mêmes valeurs. Nous choisissons pour la suite des résultats proposés de nous en tenir à la sélection 1, qui est la moins astreignante, et nous permet de conserver un plus grand nombre d'événements.

IV - B. - 4°) Pourcentage de fond.

Avec la méthode exposée dans le paragraphe (II B 5°), nous avons calculé systématiquement le pourcentage de fond dans tous les échantillons d'événements retenus, c'est-à-dire la fraction de ces événements qui ne sont pas des diffusions élastiques sur protons libres dans la cible. Pour des moments de transfert allant de $-0,2 \text{ (GeV/c)}^2$ à $-0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ et pour le lot des événements finalement retenus, ce pourcentage moyen de fond, à 6 et à 16 GeV/c, varie respectivement de 17 à 27% , et de 12 à 27% . Cette augmentation avec le moment de transfert est essentiellement due à la chute de la section efficace différentielle élastique.

IV - B. - 5°) Résultats.

IV - B. - 5°) a) Valeurs de R et de A à 6 et 16 GeV/c

Les résultats des valeurs de R et de A à 6 et 16 (GeV/c) sont donnés respectivement dans les tableaux (4) et (5) et dans les figures (24) et (25) .

Précisons un peu les conditions dans lesquelles ils ont été obtenus.

Tableau 4 : Valeurs de A et de R à 6 GeV/c .

$-t$ (GeV/c) ²	A	R
0,25 ± 0,03	0,97 ± 0,03	-0,21 ± 0,11
0,32 ± 0,04	1,00 ± 0,01	-0,02 ± 0,09
0,39 ± 0,03	0,96 ± 0,04	-0,28 ± 0,10
0,45 ± 0,03	1,00 ± 0,02	-0,04 ± 0,13
0,51 ± 0,03	0,99 ± 0,04	-0,14 ± 0,21

Tableau 5 : Valeurs de A et de R à 16 GeV/c .

$-t$ (GeV/c) ²	A	R
0,25 ± 0,03	0,99 ± 0,02	-0,08 ± 0,09
0,32 ± 0,04	0,99 ± 0,02	-0,14 ± 0,08
0,39 ± 0,03	0,97 ± 0,03	-0,25 ± 0,08
0,45 ± 0,03	0,92 ± 0,06	-0,39 ± 0,11
0,51 ± 0,03	0,98 ± 0,05	-0,19 ± 0,18

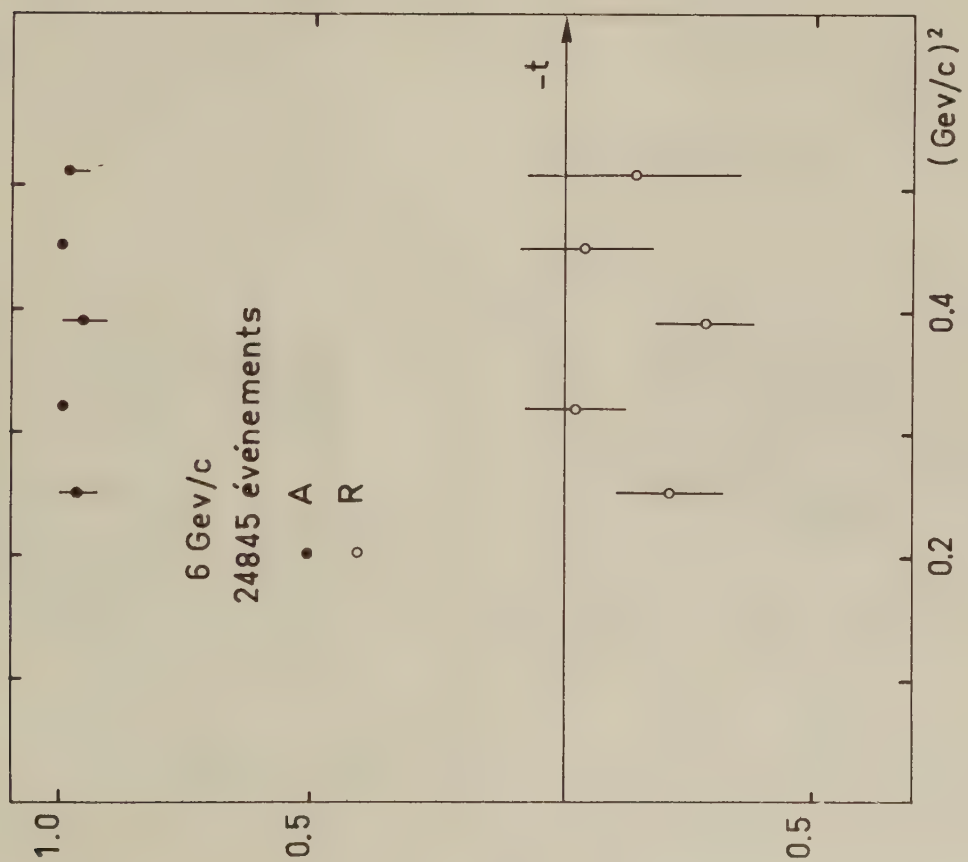


Fig. 24

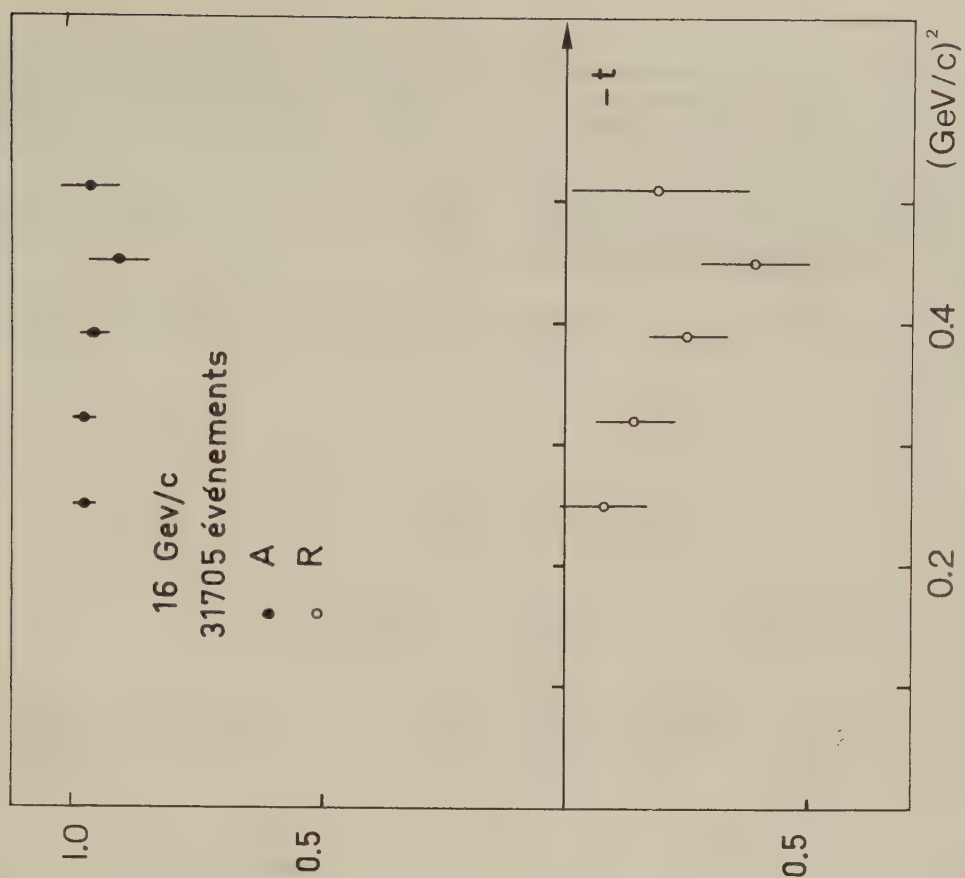


Fig. 25

- Nous avons inclus dans la fonction de vraisemblance, comme indiqué plus haut, un terme permettant d'imposer la valeur de la polarisation normale P_0 connue avec une grande précision (3). Pour les calculs de R à 16 GeV/c, nous avons utilisé les valeurs de P_0 à 12 GeV/c, des mesures à énergie plus élevée n'ayant pas encore été publiées.
- Nous avons par contre laissé libre le paramètre F , polarisation des événements autres que diffusions élastiques sur protons libres, et nous donnerons plus loin les valeurs trouvées pour F .
- Quant aux valeurs de A mentionnées dans ces tableaux, elles ont été calculées ultérieurement, utilisant les résultats de R , les valeurs connues de P_0 , et la formule $1 = A^2 + R^2 + P_0^2$.
- Les événements retenus pour ces calculs sont ceux qui ont satisfait aux différentes coupures de la sélection 1, mentionnée au paragraphe précédent.
- Enfin, les erreurs figurant dans ces résultats sont les erreurs statistiques calculées par le programme de recherche du maximum de vraisemblance. Ceci reste vrai pour toute la suite des résultats.

IV - B. -5°) b) Valeurs recalculées de P_0 à 6 et 16 GeV/c

Nous avons voulu effectuer un premier test de cohérence pour ce qui est de la validité de nos résultats, en essayant non plus d'imposer, mais de rechercher, d'après nos mesures, les valeurs de la polarisation normale P_0 , en utilisant les valeurs optimisées des paramètres ρ et φ .

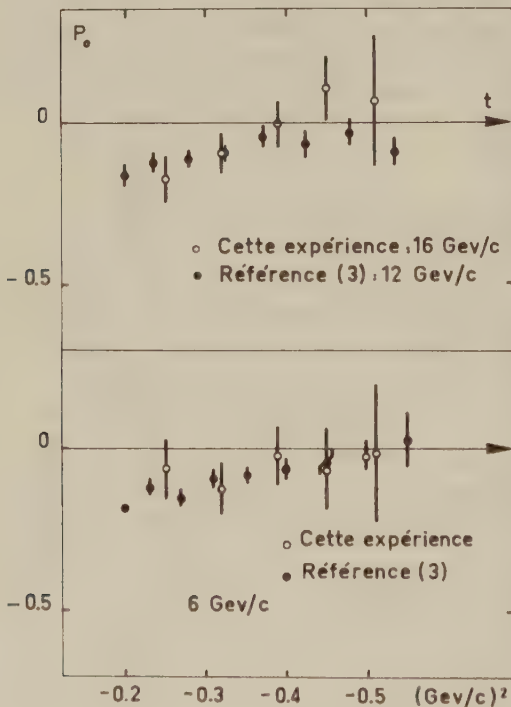


Fig. 26

Tableau 7 : Valeur de la polarisation normale P_0 calculée comme paramètre libre dans la recherche du maximum de vraisemblance.

$-t(\text{GeV}/c)^2$	6 GeV/c	16 GeV/c
$0,25 \pm 0,03$	$-0,06 \pm 0,09$	$-0,17 \pm 0,07$
$0,32 \pm 0,04$	$-0,12 \pm 0,08$	$-0,09 \pm 0,06$
$0,39 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,09$	$0,00 \pm 0,07$
$0,45 \pm 0,03$	$-0,06 \pm 0,12$	$+0,11 \pm 0,10$
$0,51 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,21$	$+0,07 \pm 0,20$

Les valeurs de P_0 ainsi trouvées, à 6 et 16 GeV/c, sont données dans le tableau (7) et sur la figure (26). Sur cette dernière, nous avons porté également les valeurs de P_0 de la référence (3) ; à 6 et 12 GeV/c, données dans les tableaux (16) et (17). On peut voir que l'accord est excellent, compte tenu de l'imprécision de nos mesures par rapport à des mesures spécifiques de cette polarisation P_0 .

Tableau 6 : Valeurs de R à 6 et 16 GeV/c la polarisation normale P_0 étant un paramètre libre dans le calcul du maximum de vraisemblance.

$-t$ (GeV/c) ²	R à 6 GeV/c	R à 16 GeV/c
$0,25 \pm 0,03$	$-0,21 \pm 0,11$	$-0,08 \pm 0,09$
$0,32 \pm 0,04$	$-0,03 \pm 0,09$	$-0,14 \pm 0,08$
$0,39 \pm 0,03$	$-0,29 \pm 0,10$	$-0,25 \pm 0,08$
$0,45 \pm 0,03$	$-0,04 \pm 0,13$	$-0,39 \pm 0,11$
$0,51 \pm 0,03$	$-0,14 \pm 0,21$	$-0,19 \pm 0,17$

Par ailleurs, pour se convaincre de la stabilité de nos calculs de R, dans les deux cas où P_0 est soit imposé, soit recalculé, il suffit de comparer d'une part les tableaux (4) et (5), et d'autre part le tableau (6). L'accord est encore une fois excellent, et nous n'avons pas jugé nécessaire de comparer ces résultats dans une même figure, où nous aurions eu simplement deux fois les mêmes points.

IV - B. -5°) c) Valeur de la polarisation F du fond.

Cette valeur F de la polarisation du fond étant un paramètre libre dans le calcul du maximum de vraisemblance, nous sommes en mesure d'en donner les valeurs à 6 et 16 GeV/c, que l'on trouvera dans le tableau (8) et sur la figure (27). Sur cette dernière nous avons également indiqué les valeurs de la polarisation normale P_0 à 6 et 12 GeV/c, données dans la référence (3).

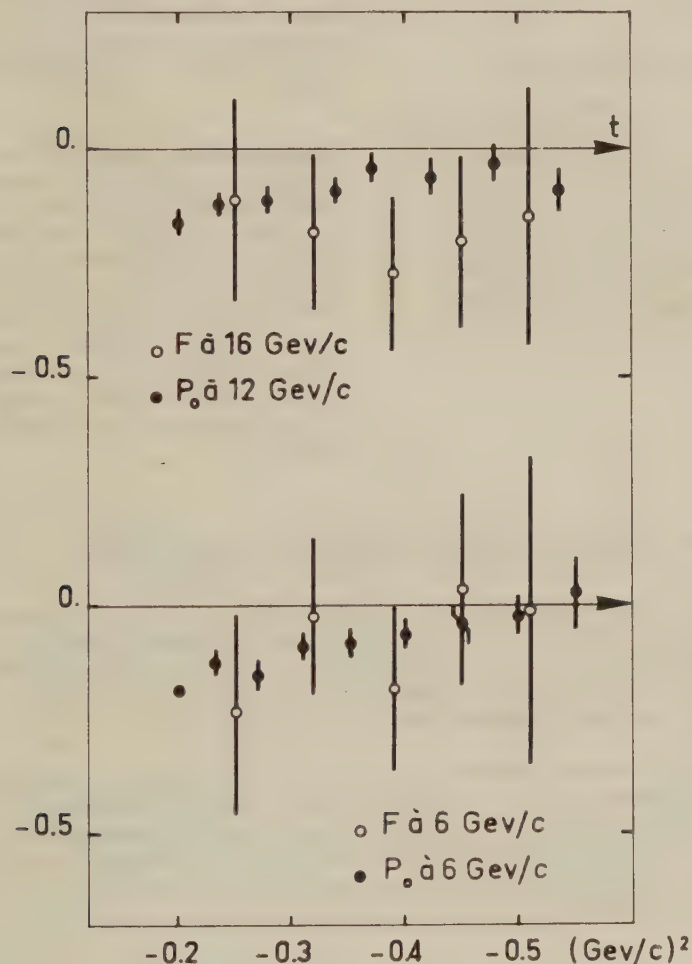


Tableau 8 : Valeur de la "polarisation du fond" F à 6 et 16 GeV/c.

$-t$ (GeV/c) ²	6 GeV/c	16 GeV/c
$0,25 \pm 0,03$	$-0,23 \pm 0,22$	$-0,11 \pm 0,22$
$0,32 \pm 0,04$	$-0,02 \pm 0,17$	$-0,18 \pm 0,17$
$0,39 \pm 0,03$	$-0,18 \pm 0,18$	$-0,27 \pm 0,17$
$0,45 \pm 0,03$	$+0,04 \pm 0,21$	$-0,20 \pm 0,19$
$0,51 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,33$	$-0,15 \pm 0,28$

L'hypothèse que nous avons formulée dans le paragraphe (II B. 5° e) - à savoir que la polarisation des protons de recul pourrait être la même dans la diffusion élastique des π sur des protons liés ou sur des protons libres non polarisés - ne semble pas démentie par nos résultats.

Fig.27 - Valeurs de la polarisation F du fond à 6 et 16 GeV/c comparées à la polarisation P_0 .

IV - B. -6°) Contrôles de cohérence des résultats.

IV - B. -6°)a) Résultats pour deux lots distincts de mesures à chaque énergie.

Tableau 9 : Valeurs comparées de R à 6 GeV/c pour les deux lots d'événements décrits dans le paragraphe (IV-B. -6°a)

-t (GeV/c) ²	Lot A	Lot B	Tous les événements
0,25 ± 0,03	- 0,21 ± 0,18	- 0,20 ± 0,15	- 0,21 ± 0,11
0,32 ± 0,04	+ 0,11 ± 0,14	- 0,12 ± 0,12	- 0,02 ± 0,09
0,39 ± 0,03	- 0,04 ± 0,15	- 0,45 ± 0,13	- 0,28 ± 0,10
0,45 ± 0,03	- 0,01 ± 0,20	- 0,05 ± 0,18	- 0,04 ± 0,13
0,51 ± 0,03	- 0,34 ± 0,32	+ 0,02 ± 0,28	- 0,14 ± 0,21

Comme nous l'avons déjà indiqué, les mesures de R à 6 GeV/c et à 16 GeV/c se sont chacune effectuées en deux périodes. Nous avons procédé, entre ces deux moitiés de mesures, à divers perfectionnements de l'appareillage, tels qu'un remaniement dans l'ordre des 32 modules du polarimètre en fonction de leur efficacité de détection. Ces modifications justifient un contrôle de la reproductibilité des mesures.

Pour chacune des énergies de π incidents, les résultats des calculs de R effectués avec deux lots différents A et B d'événements sont donnés dans les tableaux (9) et (10) et les figures (28) et (29).

Tableau 10 : Valeurs comparées de R à 16 GeV/c dans les mêmes conditions.

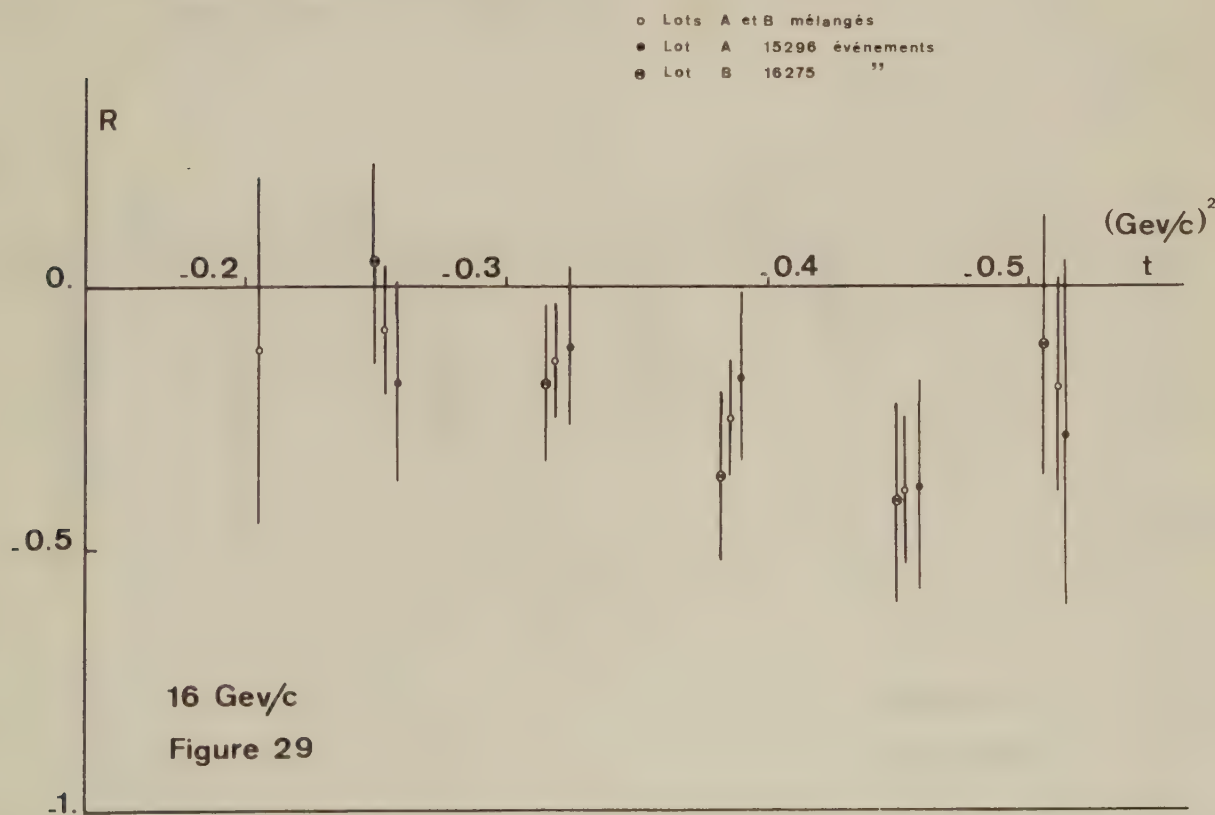
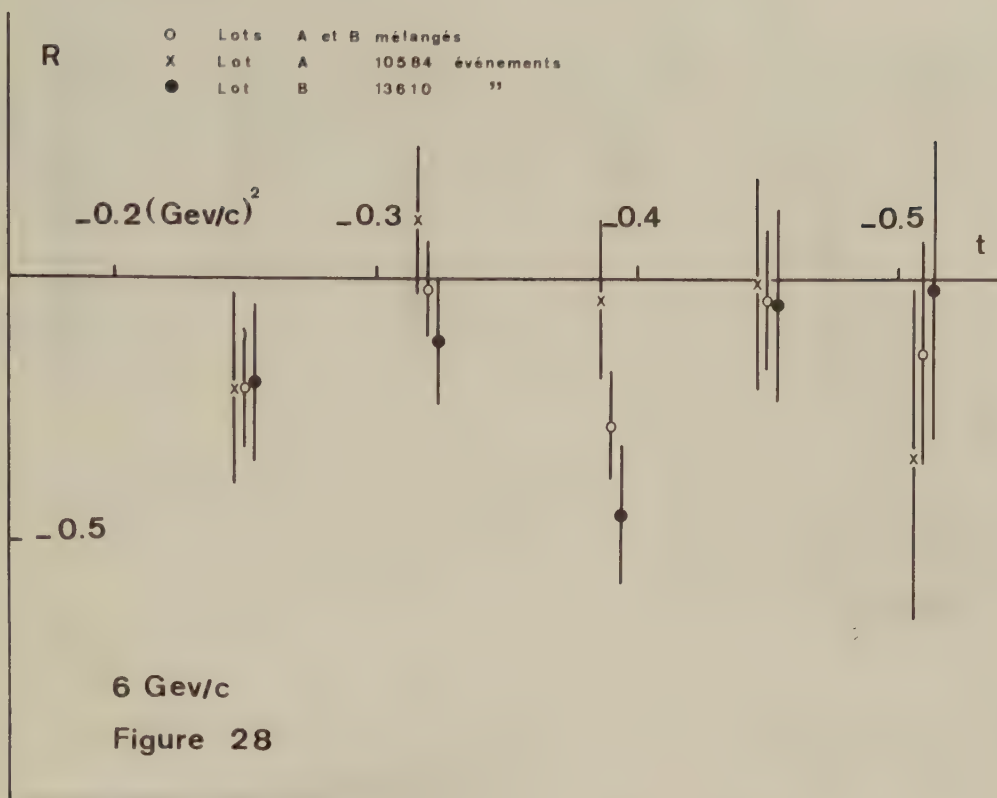
-t (GeV/c) ²	Lot A	Lot B	Tous les événements
0,25 ± 0,03	- 0,18 ± 0,13	+ 0,05 ± 0,14	- 0,08 ± 0,09
0,32 ± 0,04	- 0,11 ± 0,11	- 0,18 ± 0,11	- 0,14 ± 0,08
0,39 ± 0,03	- 0,17 ± 0,12	- 0,36 ± 0,12	- 0,25 ± 0,08
0,45 ± 0,03	- 0,38 ± 0,16	- 0,41 ± 0,15	- 0,39 ± 0,11
0,51 ± 0,03	- 0,28 ± 0,30	- 0,11 ± 0,23	- 0,19 ± 0,18

Nous pouvons conclure de la comparaison de ces résultats que la compatibilité entre ces deux séries de mesures est très satisfaisante. Dans ces conditions, le mieux que nous sachions faire actuellement est de mélanger, pour chaque énergie, les événements des deux lots considérés pour obtenir un résultat global.

IV - B. -6°) b) Résultats pour chaque signe de la polarisation de la cible.

Nous avons indiqué dans les paragraphes (III-D) comment tenir compte des asymétries systématiques dans le polarimètre, afin de corriger les distributions angulaires azimutales de la deuxième diffusion par une efficacité de détection $\eta(\phi)$. Cette correction étant appliquée, nous devons en principe être capables de calculer R avec des événements correspondant à un seul signe de la polarisation P_C de la cible.

En séparant les événements qui correspondent à $P_C > 0$ de ceux qui correspondent à $P_C < 0$, nous obtenons des valeurs de R qui sont données dans les tableaux (11) et (12) et dans les figures (30) et (31). Ici encore, nous estimons que la comparaison entre les deux sortes de mesures est satisfaisante. C'est-à-dire qu'en mélangeant tous les événements, nous pouvons raisonnablement espérer que tous les biais systématiques de l'appareillage sont en grande partie éliminés.



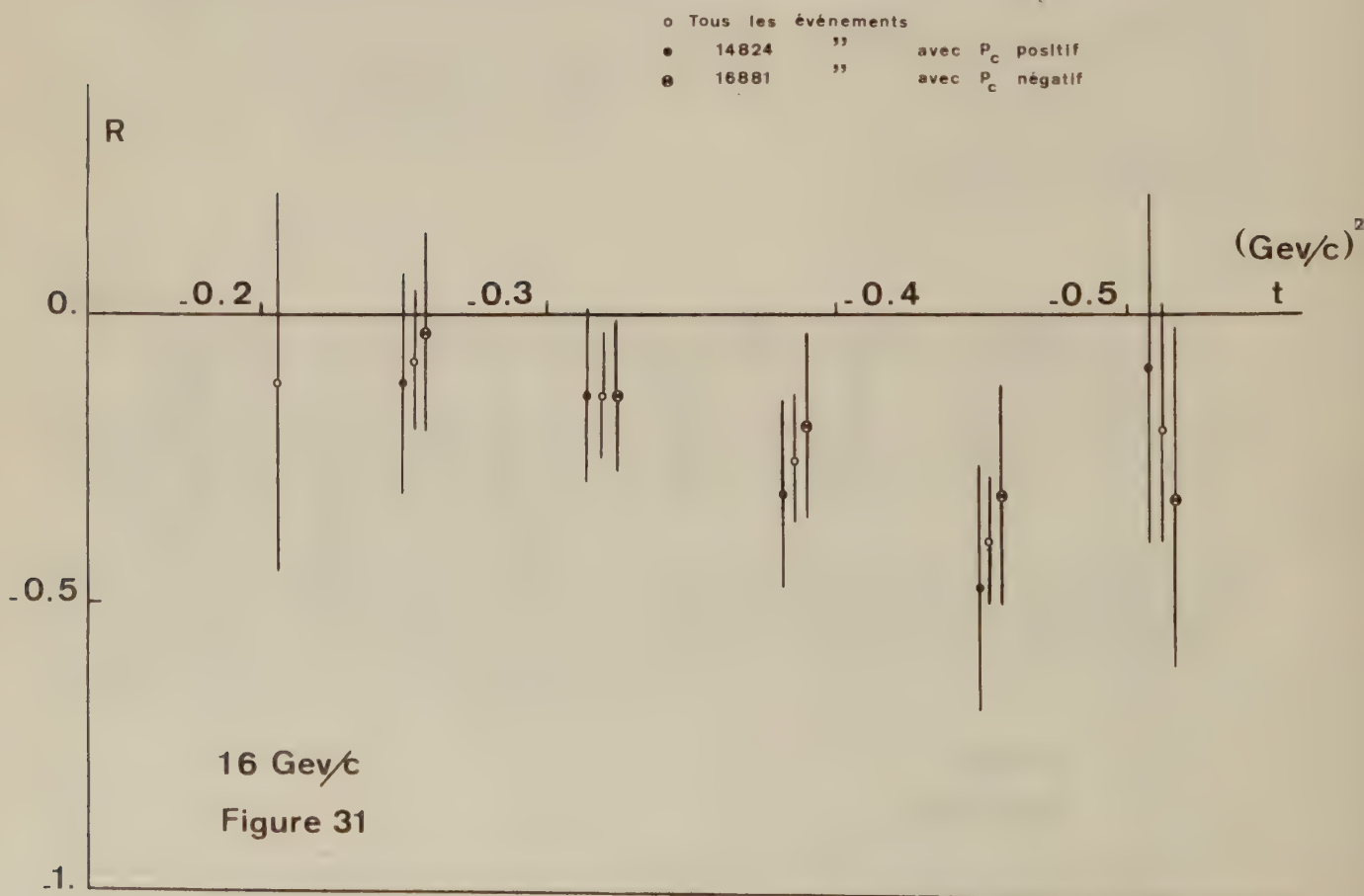
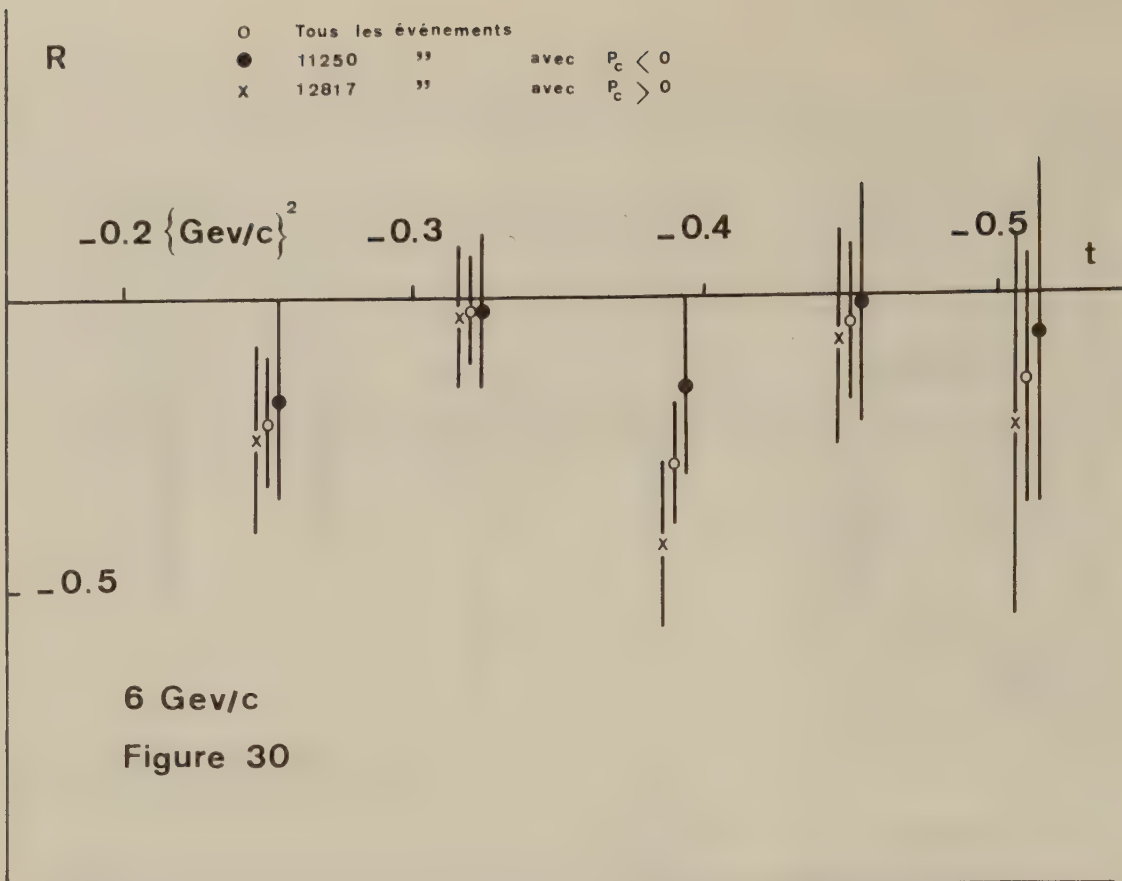


Tableau 11 : Valeurs comparées de R à 16 GeV/c pour les deux lots d'événements décrits dans le paragraphe (IV-B.-6°b)

$-t \text{ (GeV/c)}^2$	$P_c > 0$	$P_c < 0$	Tous les événements
$0,25 \pm 0,03$	$-0,12 \pm 0,14$	$-0,03 \pm 0,13$	$-0,08 \pm 0,09$
$0,32 \pm 0,04$	$-0,14 \pm 0,11$	$-0,14 \pm 0,10$	$-0,14 \pm 0,08$
$0,39 \pm 0,03$	$-0,31 \pm 0,12$	$-0,19 \pm 0,12$	$-0,25 \pm 0,08$
$0,45 \pm 0,03$	$-0,47 \pm 0,17$	$-0,31 \pm 0,15$	$-0,39 \pm 0,11$
$0,51 \pm 0,03$	$-0,09 \pm 0,26$	$-0,31 \pm 0,26$	$-0,19 \pm 0,18$

Tableau 12 : Valeurs comparées de R à 6 GeV/c dans les mêmes conditions.

$-t \text{ (GeV/c)}^2$	$P_c > 0$	$P_c < 0$	Tous les événements
$0,25 \pm 0,03$	$-0,24 \pm 0,16$	$-0,17 \pm 0,17$	$-0,21 \pm 0,11$
$0,32 \pm 0,04$	$-0,03 \pm 0,12$	$-0,02 \pm 0,13$	$-0,02 \pm 0,09$
$0,39 \pm 0,03$	$-0,42 \pm 0,14$	$-0,15 \pm 0,15$	$-0,28 \pm 0,10$
$0,45 \pm 0,03$	$-0,07 \pm 0,18$	$+0,01 \pm 0,20$	$-0,04 \pm 0,13$
$0,51 \pm 0,03$	$-0,22 \pm 0,32$	$-0,06 \pm 0,29$	$-0,14 \pm 0,21$

IV - B.-6°) c) Efficacité η du polarimètre

Cette efficacité η , fonction de l'angle azimutal ϕ de la seconde diffusion, n'est rien d'autre que la moyenne entre la distribution azimutale correspondant aux événements avec $P_c < 0$ et celle correspondant aux événements avec $P_c > 0$. Nous avons supposé que c'

était une fonction assez plate. On se fera une idée de ses faibles oscillations autour de la valeur 1 en consultant l'histogramme de la figure (32).

Efficacité de détection du polarimètre

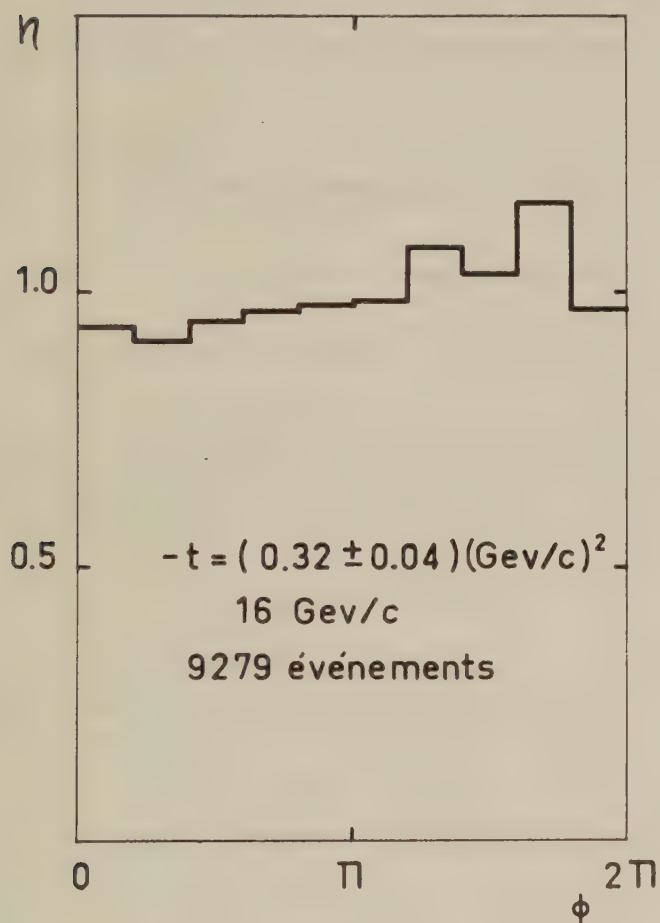


Fig. 32

IV - C. - LES AMPLITUDES DE DIFFUSION

Il est temps maintenant de faire remarquer que si nous avons fait tous nos calculs dans le cadre des amplitudes de diffusion f et g , qui les rendaient plus faciles, notre intention n'était nullement de leur attribuer un rôle privilégié. Ayant calculé A et R par l'intermédiaire de $\frac{|g|}{|f|}$, de l'argument de g par rapport à f et des valeurs déjà mesurées de P_0 , nous allons maintenant utiliser en plus les résultats connus de $\frac{d\sigma}{dt}$ pour achever le calcul de f et de g . Il nous sera facile d'en déduire, par des relations simples, les valeurs des autres amplitudes de diffusion, laissant aux théoriciens le soin de choisir celles qui s'adaptent le mieux à la description des phénomènes de diffusion à haute énergie, et en particulier à la description de la disparition des effets de spin.

IV-C. -1°) Relations entre les différents couples d'amplitudes de diffusion.

L'appendice C et la référence (6) rappellent les définitions des différents couples d'amplitudes que l'on peut considérer dans le cas de la diffusion élastique π^- -proton (on remarquera que la réf.(6) donne à l'amplitude g le signe opposé à celui qu'elle a ici). On peut facilement établir les relations suivantes entre ces différentes amplitudes :

$$\begin{aligned} F_{++} &= \sin \frac{\Phi}{2} f - \cos \frac{\Phi}{2} g &) \\ & &) \\ & &) \text{ amplitudes d'hélicité} \\ & &) \text{ dans la voie } s \\ F_{+-} &= -\cos \frac{\Phi}{2} f - \sin \frac{\Phi}{2} g &) \\ & &) \end{aligned}$$

où f et g sont les amplitudes utilisées jusqu'ici et Φ l'angle de diffusion du proton dans le centre de masse.

$$\begin{aligned} A &= \frac{d}{2 a \sqrt{s}} f - \frac{bd \cos \Phi - ac}{2 ab \sqrt{s} \sin \Phi} g &) \\ & &) \text{ amplitudes invariantes} \\ B &= \frac{1}{2 a \sqrt{s}} f - \frac{a + b \cos \Phi}{2 ab \sqrt{s} \sin \Phi} g &) \\ & &) \end{aligned}$$

$$\text{où } d = \sqrt{s} + M \quad c = \sqrt{s} - M$$

$$a = \frac{d^2 - m^2}{16 \pi s} \quad b = \frac{c^2 - m^2}{16 \pi s}$$

s étant le carré de l'énergie totale dans le centre de masse ;
 M et m respectivement les masses du proton et du pion ;
et l'on peut définir également (9) :

$$A' = A + \alpha B \text{ avec } \alpha = \frac{M(s-u)}{4 M^2 - t} \text{ et } u = 2 M^2 + 2 m^2 - s - t$$

On peut enfin écrire les amplitudes d'hélicité dans la voie t :

$$F_{00} = - \frac{\sqrt{t - 4 M^2}}{8 \pi \sqrt{t}} A + \frac{M (s - u)}{8 \pi \sqrt{t} \sqrt{t - 4 M^2}} B = - \frac{\sqrt{t - 4 M^2}}{8 \pi \sqrt{t}} A'$$

$$F_{01} = \frac{1}{16\pi} \left[\frac{(t - 4 M^2) (t - 4 m^2) - (s - u)^2}{t - 4 m^2} \right]^{1/2} B$$

Toutes ces amplitudes peuvent donc être calculées à partir des valeurs de $\text{Re}(f)$, $\text{Re}(g)$, $\text{Im}(f)$ et $\text{Im}(g)$, et l'on a par exemple :

$$\text{Re}(F_{++}) = \sin \frac{\Phi}{2} \text{Re}(f) - \cos \frac{\Phi}{2} \text{Re}(g) \quad \text{etc...}$$

IV - C. - 2°) Calculs de ces amplitudes.

Les amplitudes étant définies à une phase près, nous pouvons poser :

$$f = |f| = \text{Re}(f) \quad , \quad \text{avec} \quad \text{Im}(f) = 0$$

$$\text{et} \quad g = \rho |f| (\cos \varphi + i \sin \varphi)$$

où ρ et φ sont les paramètres optimisés dans la fonction de vraisemblance. Nous avons d'autre part la relation :

$$\frac{d\sigma}{dt} = (|f|^2 + |g|^2) \frac{\pi}{k^2} = |f|^2 (1 + \rho^2) \frac{\pi}{k^2}$$

où k est l'impulsion dans le centre de masse de la réaction π^- proton, soit :

$$|f| = \left[\frac{1}{1 - \rho^2} \frac{d\sigma}{dt} \frac{k^2}{\pi} \right]^{1/2}$$

Nous utiliserons pour les sections efficaces différentielles les valeurs indiquées dans les références (1) et (2), et reproduites dans les tableaux (13) à (15). Nous ne disposons pas de mesures à 16 GeV/c. Mais les valeurs à 15 GeV/c et à 17 GeV/c sont très voisines et nous effectuons, entre elles, l'interpolation suivante : toutes les valeurs à 15 et à 17 GeV/c servent à ajuster les paramètres de l'exponentielle

$$\frac{d\sigma}{dt} = \exp (a_0 + b_0 t + c_0 t^2)$$

Nous procédons à un ajustement semblable avec les valeurs de $\frac{d\sigma}{dt}$ à 6 GeV/c. Dans chacun de ces cas, les paramètres a_0 , b_0 et c_0 prennent les valeurs :

	a_0	b_0	c_0
6 GeV/c	3,725	8,760	2,384
16 GeV/c	3,662	9,622	2,928

Et nous pouvons calculer, à l'aide de ces exponentielles, les valeurs moyennes de $\frac{d\sigma}{dt}$ dans les intervalles de moment de transfert qui nous intéressent.

Nous exprimons dans cette formule $\frac{d\sigma}{dt}$ en millibarns par $(\text{GeV}/c)^2$. Les valeurs absolues des amplitudes de diffusion f et g d'une part, et f_{++} et f_{+-} d'autre part sont donc données en $(\text{millibarns})^{1/2}$.

Nous rappelons dans les tableaux (16) et (17) les valeurs de P_0 (Réf.3) que nous utilisons dans la fonction de vraisemblance.

Tableau 13

$\frac{d\sigma}{dt}$ à 6 GeV/c(37)

- t	$\frac{d\sigma}{dt}$	erreur
0,13	12,98	0,39
0,182	9,52	0,33
0,235	6,72	0,28
0,286	4,25	0,22
0,339	2,75	0,18
0,391	1,67	0,14
0,444	1,21	0,12
0,495	1,00	0,11
0,574	0,621	0,063
0,678	0,277	0,041
0,782	0,134	0,030
0,939	0,070	0,015
1,17	0,063	0,013
1,43	0,018	0,007
1,69	0,017	0,007
1,95	0,007	0,0047

Tableau 14

$\frac{d\sigma}{dt}$ à 15 GeV/c (38)

- t	$\frac{d\sigma}{dt}$	erreur
0,068	22,6	1,1
0,109	14,59	0,58
0,165	8,81	0,41
0,233	4,92	0,29
0,309	2,84	0,22
0,39	1,46	0,15
0,292	3,06	0,14
0,375	1,673	0,091
0,468	0,844	0,055
0,566	0,429	0,034
0,672	0,229	0,024
0,787	0,104	0,015
0,91	0,093	0,014

Tableau 15

$\frac{d\sigma}{dt}$ à 17 GeV/c (38)

- t	$\frac{d\sigma}{dt}$	erreur
0,086	16,33	0,58
0,139	10,44	0,40
0,209	5,68	0,26
0,297	2,79	0,16
0,393	1,210	0,107
0,495	0,652	0,070
0,304	2,81	0,15
0,391	1,462	0,091
0,488	0,695	0,054
0,590	0,377	0,036
0,701	0,174	0,023
0,821	0,075	0,015

Tableau 16

P_0 à 6 GeV/c (39)

- t	P_0	erreur
0,109	- 0,13	0,034
0,136	- 0,166	0,018
0,166	- 0,153	0,014
0,198	- 0,176	0,014
0,233	- 0,115	0,015
0,269	- 0,146	0,017
0,311	- 0,093	0,020
0,354	- 0,080	0,022
0,400	- 0,058	0,027
0,447	- 0,038	0,037
0,497	0,018	0,042
0,549	0,033	0,076
0,604	0,004	0,074
0,661	0,080	0,082
0,720	0,054	0,121
0,780	0,117	0,266

Tableau 17

P_0 à 12 GeV/c (39)

- t	P_0	erreur
0,116	- 0,151	0,04
0,163	- 0,177	0,03
0,198	- 0,158	0,023
0,237	- 0,122	0,022
0,279	- 0,11	0,023
0,324	- 0,089	0,025
0,372	- 0,039	0,031
0,424	- 0,063	0,035
0,478	- 0,028	0,036
0,536	- 0,086	0,041
0,597	- 0,043	0,048
0,661	- 0,036	0,056
0,762	- 0,02	0,062

Dans ces tableaux, les valeurs de t sont en $(\text{GeV}/c)^2$, et les valeurs de $\frac{d\sigma}{dt}$ et les erreurs en millibarn.

IV - C.-3°) Calculs d'erreurs.

Dans les relations précédentes apparaissent les quantités s , t , u , m , M et φ , qui sont connues avec une bien meilleure précision que ρ , φ et $\frac{d\sigma}{dt}$.

Nous effectuons le calcul d'erreurs en ne tenant compte que des imprécisions $\Delta\rho$, $\Delta\varphi$ et $\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)$.

Soit F la partie réelle ou la partie imaginaire de l'une quelconque des amplitudes de diffusion. Si nous appelons C la matrice d'erreurs à 3 dimensions relative aux variables ρ , φ et $\frac{d\sigma}{dt}$,

$$C = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix}$$

l'erreur ΔF s'écrit :

$$(\Delta F)^2 = \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \quad \frac{\partial F}{\partial \varphi} \quad \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)} \right) \times C \times \begin{bmatrix} \frac{\partial F}{\partial \rho} \\ \frac{\partial F}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)} \end{bmatrix}$$

Si nous supposons que les erreurs $\Delta\rho$, $\Delta\varphi$ et $\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)$ sont indépendantes, alors la matrice C se réduit à ses éléments diagonaux :

$$C_{11} = (\Delta\rho)^2 \quad C_{22} = (\Delta\varphi)^2 \quad \text{et} \quad C_{33} = \left[\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) \right]^2$$

et nous avons :

$$\Delta F = \left[\left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right)^2 (\Delta\rho)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial \varphi} \right)^2 (\Delta\varphi)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)} \right)^2 \left(\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) \right)^2 \right]^{1/2}$$

Ainsi, par exemple :

$$\Delta(\text{Ref}) = \left[\frac{d\sigma}{dt} \frac{\rho^2}{(1+\rho^2)^3} (\Delta\rho)^2 + \frac{1}{4(1+\rho^2)} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)^{-1} \left(\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) \right)^2 \right]^{1/2}$$

etc ...

IV - C.-4°) Les résultats

Les valeurs absolues des amplitudes f et g , dont la somme des carrés représente la section efficace différentielle élastique, sont données dans le tableau (18) et sur la figure (33).

Dans un but de comparaison avec les prédictions théoriques que nous analyserons plus loin, nous avons également calculé les trois rapports suivants :

$$Q_1 = \frac{g}{f \sin \theta_s}$$

$$Q_2 = \frac{F_{+-}}{F_{++} \sin \frac{\theta_s}{2}}$$

$$Q_3 = \frac{A'}{v B} \quad \text{avec} \quad v = \frac{s - u}{4 M}$$

où θ_s est l'angle de diffusion du π dans le centre de masse du canal direct s , avec :

$$\cos \theta_s = \frac{s(t-u) + (M^2 - m^2)^2}{[s - (m+M)^2][s - (m-M)^2]}$$

Impulsion incidente	t	$\pm \Delta t$	f	$\pm \Delta f $	g	$\pm \Delta g $
6 GeV/c	0,25	0,03	2,13	0,05	0,26	0,12
	0,32	0,04	1,67	0,05	0,08	0,04
	0,39	0,03	1,28	0,05	0,19	0,07
	0,45	0,03	1,05	0,05	0,04	0,07
	0,51	0,03	0,87	0,05	0,07	0,09
16 GeV/c	0,25	0,03	3,18	0,03	0,22	0,06
	0,32	0,04	2,42	0,10	0,13	0,05
	0,39	0,03	1,84	0,06	0,15	0,08
	0,45	0,03	1,47	0,06	0,21	0,09
	0,51	0,03	1,21	0,05	0,05	0,10

Tableau 18 : Valeurs absolues des amplitudes de retournement de spin g et de non retournement de spin f , avec leurs erreurs Δ , en fonction du quadrimoment de transfert t , à 6 et 16 GeV/c.

Impulsion incidente	t	$\pm \Delta t$	Q ₁	$\pm \Delta Q_1 $	Q ₂	$\pm \Delta Q_2 $	Q ₃	$\pm \Delta Q_3 $
6 GeV/c	- 0,25	0,03	0,40	0,17	0,46	0,21	0,93	0,19
	- 0,32	0,04	0,15	0,07	0,95	0,25	1,45	0,29
	- 0,39	0,03	0,40	0,14	0,27	0,22	0,87	0,15
	- 0,45	0,03	0,08	0,16	0,86	0,29	1,40	0,39
	- 0,51	0,03	0,19	0,25	0,64	0,48	1,14	0,44
16 GeV/c	- 0,25	0,03	0,38	0,10	1,31	0,41	1,30	0,32
	- 0,32	0,04	0,26	0,11	0,92	0,34	1,17	0,17
	- 0,39	0,03	0,35	0,18	0,42	0,27	0,97	0,14
	- 0,45	0,03	0,57	0,24	0,16	0,37	0,80	0,14
	- 0,51	0,03	0,15	0,32	0,75	0,55	1,12	0,32

Tableau 19 : Valeurs absolues des rapports Q d'amplitudes régularisées, avec leurs erreurs Δ , en fonction de t et à 6 et 16 GeV/c, avec :

$$Q_1 = \frac{g}{f \sin \theta_s} \quad Q_2 = \frac{f_{+-}}{f_{++} \sin \frac{\theta_s}{2}} \quad Q_3 = \frac{A'}{v B}$$

Les valeurs absolues de ces trois rapports sont données dans le tableau (19) et représentées respectivement à 6 et 16 GeV/c sur les figures (34) et (35).

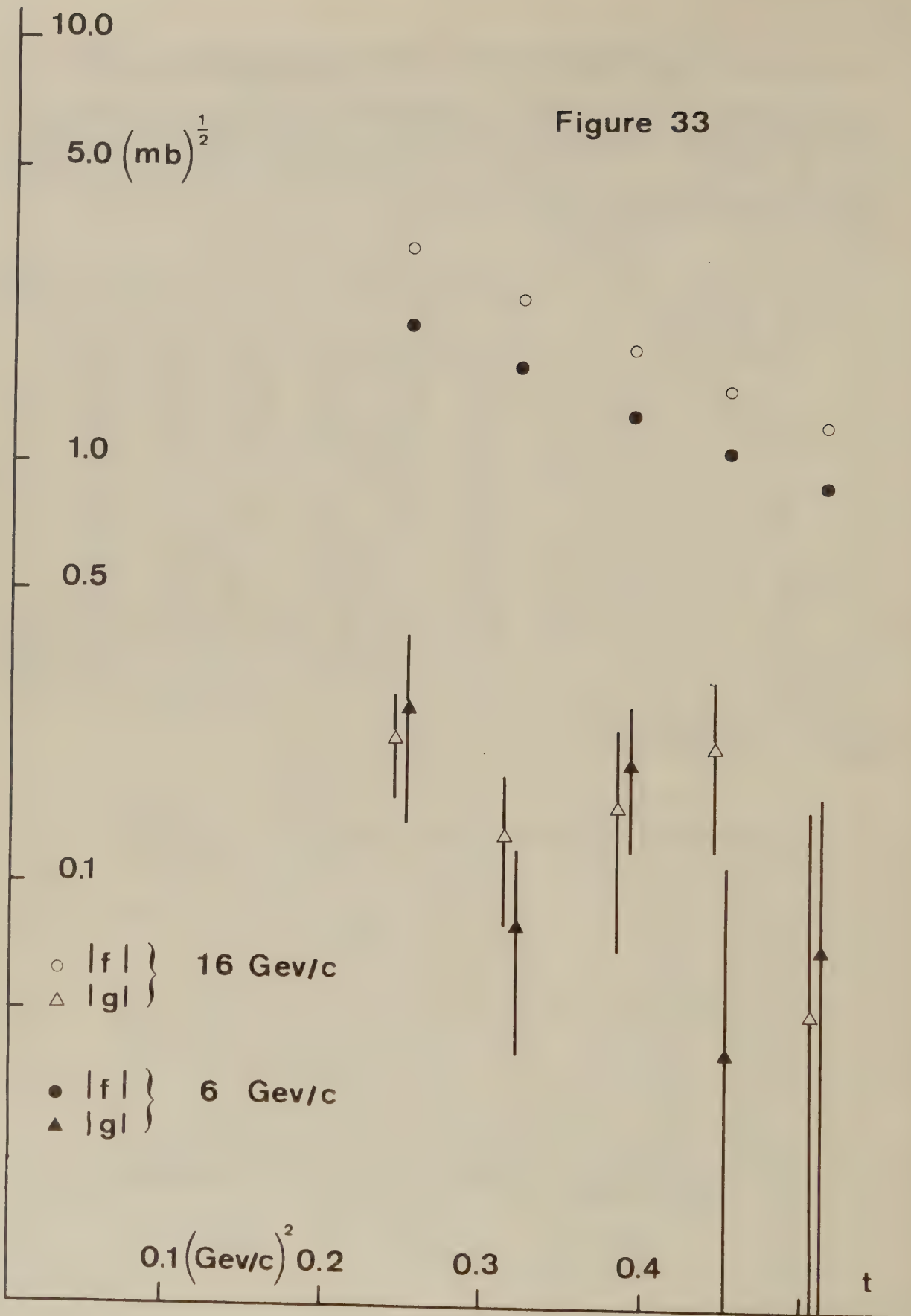
Enfin, nous donnons dans le tableau (20) les phases relatives, en degrés, entre les amplitudes complexes. φ_1 est la phase de g par rapport à f , φ_2 celle de F_{+-} par rapport à F_{++} et φ_3 celle de B par rapport à A' . Nous avons également représenté ces phases, respectivement à 6 et 16 GeV/c, sur les figures (36) et (37).

Impulsion incidente	t ± Δt	φ ₁ ± Δφ ₁	φ ₂ ± Δφ ₂	φ ₃ ± Δφ ₃
6 GeV/c	- 0,25 0,03	153 143	- 130 41	- 12,7 7,4
	- 0,32 0,04	111 48	- 163 8	- 15,1 9,6
	- 0,39 0,03	170 8	- 149 41	- 5,1 4,0
	- 0,45 0,03	161 47	- 176 12	- 2,9 8,5
	- 0,51 0,03	172 17	- 175 13	- 2,3 5,6
16 GeV/c	- 0,25 0,03	85 38	- 145 16	- 21,8 6,5
	- 0,32 0,04	114 38	- 150 13	- 12,5 7,0
	- 0,39 0,03	160 16	- 147 41	- 5,4 4,8
	- 0,45 0,03	174 8	- 46 121	- 2,3 3,3
	- 0,51 0,03	154 6	- 170 36	- 3,7 11,0

Tableau 20 : Phases relatives en degrés et leurs erreurs Δ, en fonction de t, à 6 et 16 GeV/c . φ_1 , phase de g par rapport à f ;
 φ_2 , " F_{+-} " " F_{++} ;
 φ_3 , " B " " A' ;

Les angles φ sont donnés entre - 180 et + 180 degrés.

Figure 33



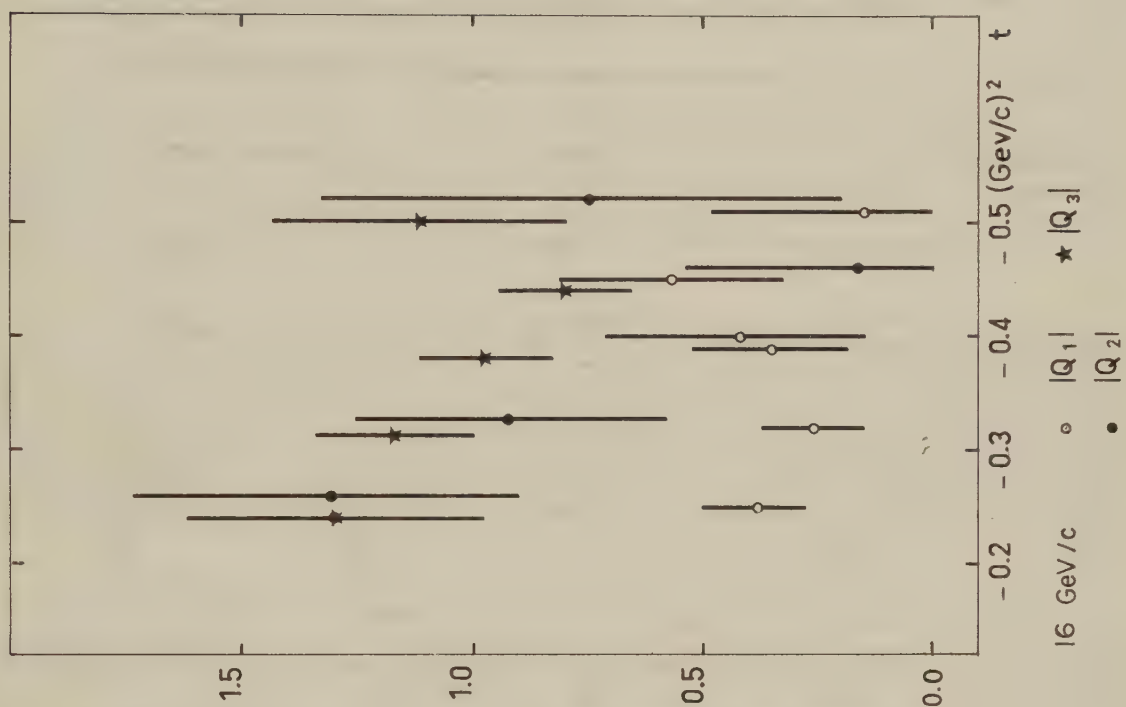


Fig. 34

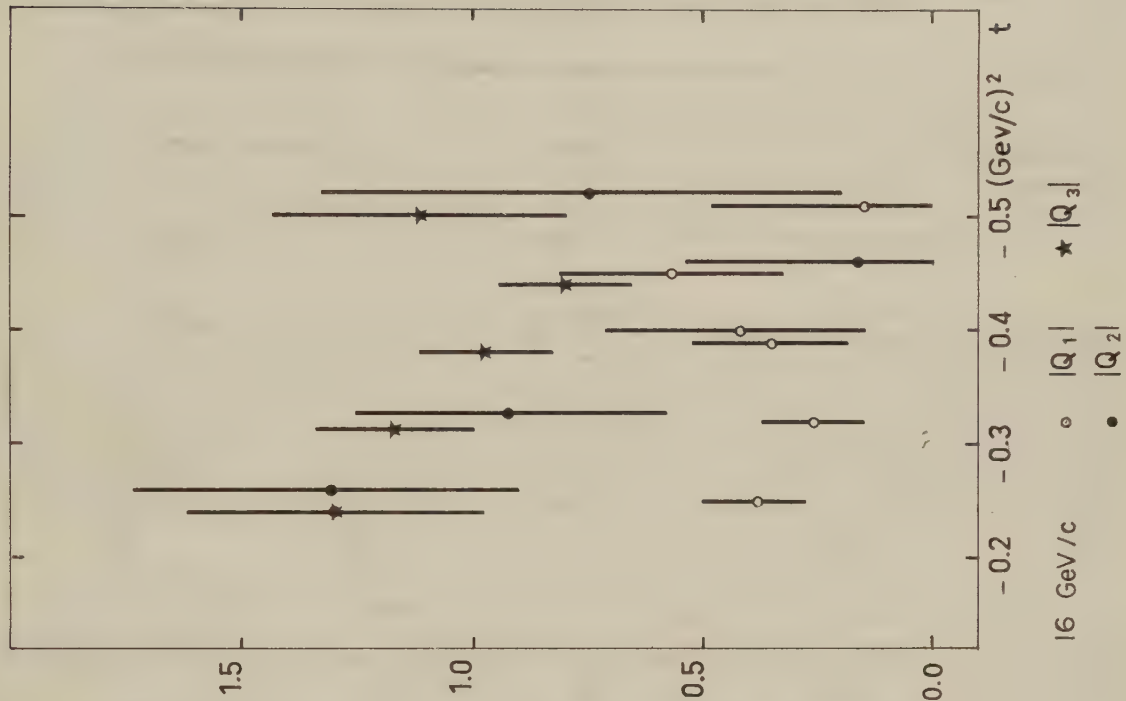


Fig. 35

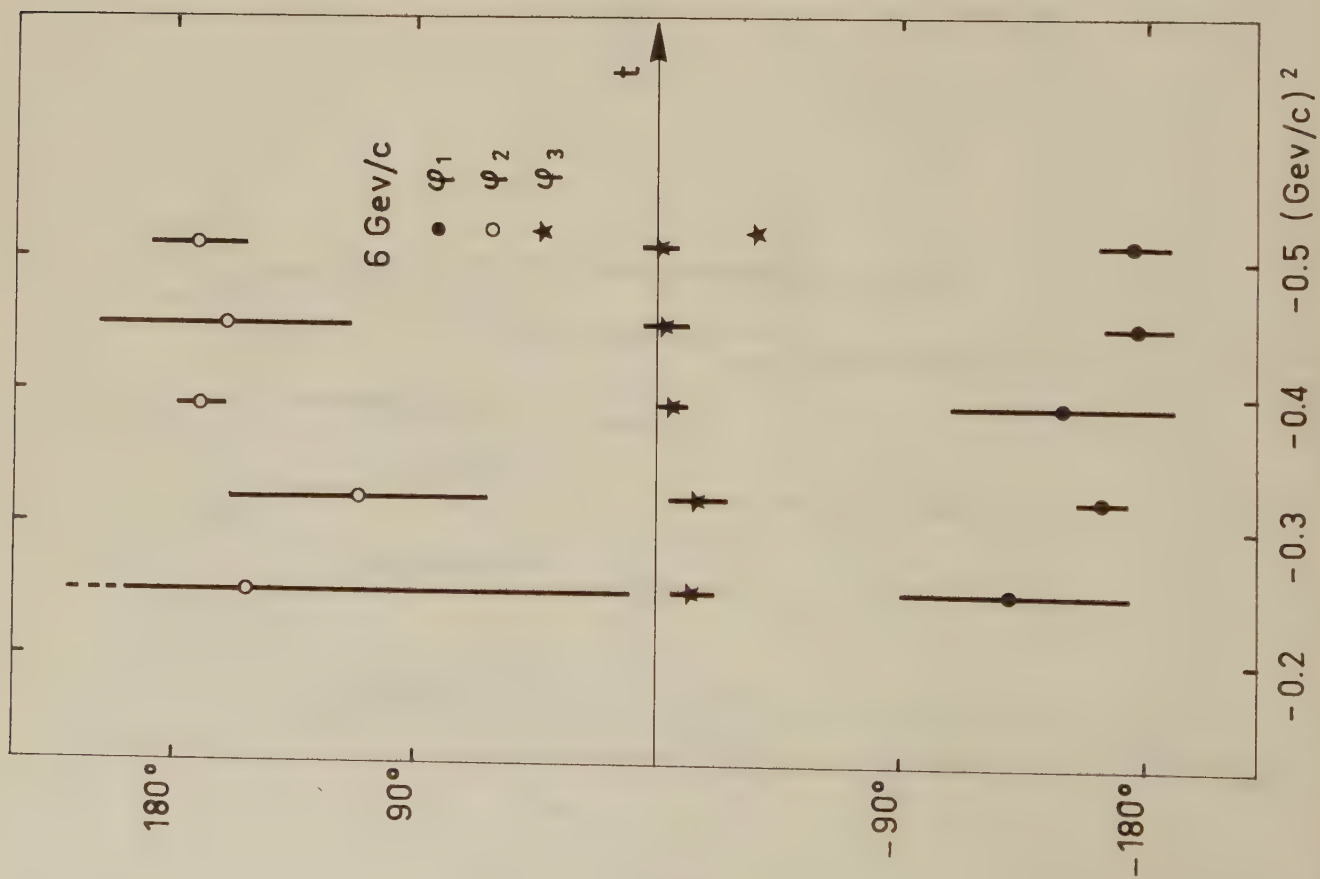


Fig. 36

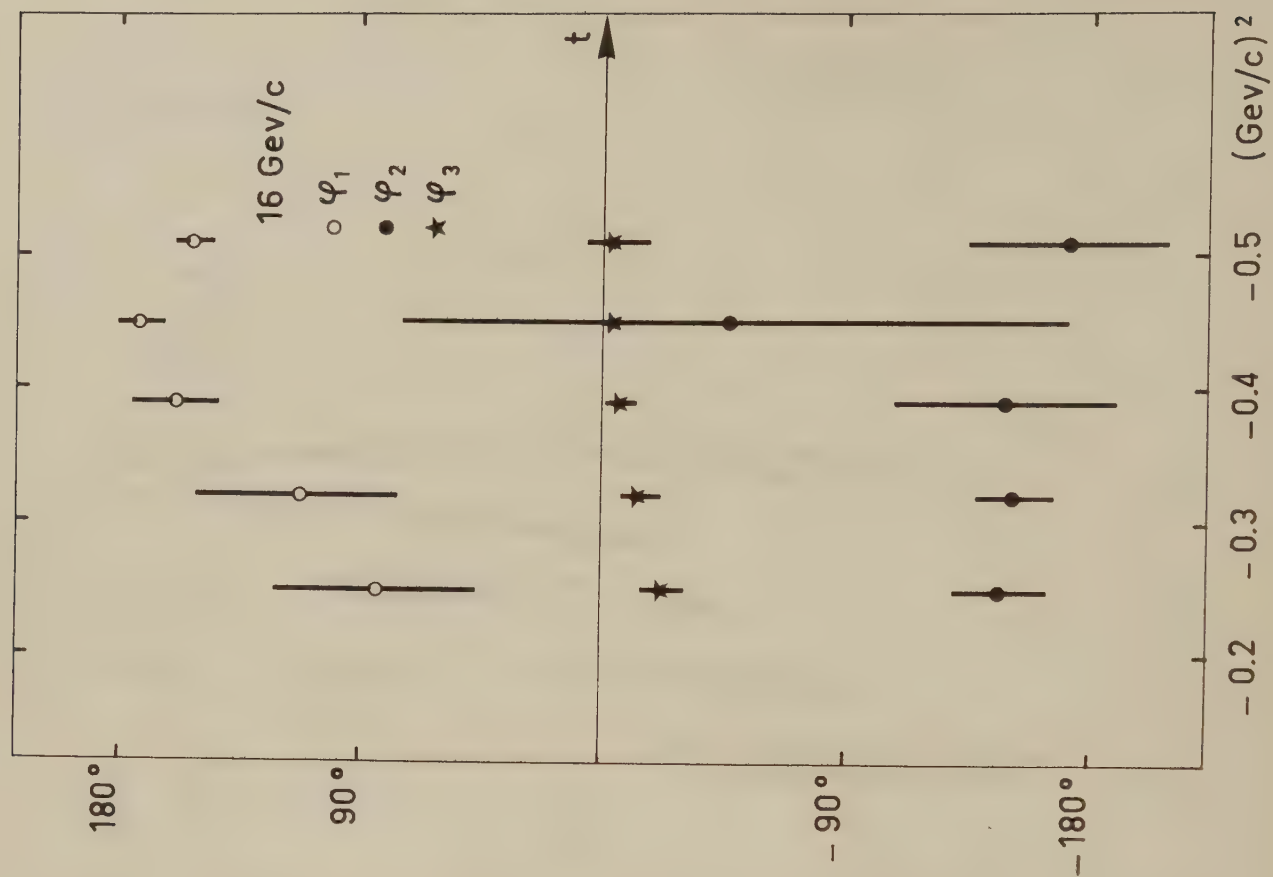


Fig. 37

CHAPITRE V

INTERPRETATION DES RESULTATS

V - A. - QUELQUES MODELES DES INTERACTIONS à DEUX CORPS à HAUTE ENERGIE

Je ne prétends pas ici faire une étude exhaustive de tous les modèles qui ont été proposés. Je me contenterai d'en signaler quelques-uns, qui me paraissent parmi les plus significatifs pour mon propos, et dont les prévisions, quant aux valeurs des paramètres A et R , peuvent être confrontées avec nos résultats. On pourra trouver d'ailleurs une revue assez complète des différents modèles existants dans la publication de Jackson (34).

Le modèle le plus important à l'heure actuelle est le modèle de Regge pur. Mais, du point de vue des polarisations P_0 , si ce modèle prédit correctement celles des diffusions élastiques $\pi^- - p$ ou $\pi^+ - p$, son principal défaut est par contre de ne pouvoir expliquer la polarisation P_0 dans la diffusion π^- -proton, avec échange de charge. En effet, il n'y a dans ce dernier cas que le pôle du ρ qui peut être échangé. Or, la polarisation ne peut provenir que de l'interférence entre différents pôles, puisque dans ce modèle les amplitudes de retournement et de non retournement d'hélicité ont la même phase pour un pôle donné : le modèle de Regge pur prédit une polarisation P_0 nulle, pour l'échange de charge, en désaccord avec l'expérience (35).

Peu de temps avant les mesures de la polarisation P_0 dans la diffusion $\pi^- P$ avec échange de charge, G. Cohen-Tannoudji et al. (6) avaient proposé un modèle de Regge avec absorption. L'idée de ces auteurs était que le modèle de pôles de Regge pur ne contenait pas toute l'information de la relation d'unitarité de la matrice S . Ils ont proposé d'écrire l'amplitude de réaction comme la somme d'un terme P supposé diagonal dans l'espace des états, et qui serait le poméron ; d'un terme R qui peut être paramétrisé à l'aide des pôles de Regge ; et, enfin, d'un produit de convolution $P * R$ entre les deux précédents termes. La paramétrisation du poméron peut d'ailleurs aussi être une paramétrisation du type Regge.

Ce modèle avec absorption s'est avéré capable de mieux reproduire que le modèle de Regge pur la polarisation P_0 dans l'échange de charge qu'il avait correctement prédit, et avec le bon signe. Mais la situation s'est légèrement détériorée pour ce qui est de la polarisation dans le cas élastique. Ces auteurs tentent actuellement de remédier à ce défaut. Un autre avantage de ce modèle a été, par exemple, de pouvoir reproduire la section efficace différentielle de la réaction $p n \rightarrow n p$ ($p n$ à l'arrière) qui est fortement piquée à l'avant.

Dans ce cadre d'un modèle de Regge avec absorption, c'est-à-dire avec coupures, les tendances actuelles s'orientent essentiellement dans deux directions. On distingue d'une part les modèles à coupures faibles, qui sont très liés aux mécanismes de "dip" dans les sections efficaces différentielles. On explique, par exemple, le minimum à $t = -0,6$ (GeV/c)² dans la section efficace différentielle de l'échange de charge $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ (36) par des zéros de "non sens" pour le résidu du ρ , qui annulent au moins l'amplitude invariante B , ce qui est confirmé par l'hypothèse de la dégénérescence d'échange. Cette dernière hypothèse seule, en annulant toutes les amplitudes, donne d'ailleurs un zéro vrai, pour la section efficace différentielle, et l'on peut remédier à ce défaut par l'absorption.

On distingue d'autre part les modèles à coupures fortes. Les auteurs de ce genre de modèle prétendent qu'il est faux de dire que le poméron est diagonal dans l'espace des états. Or, il n'est actuellement pas possible de faire des calculs exacts pour tenir compte de cette non-diagonalité. On propose alors d'écrire le terme d'interférence $P * R$ avec un facteur multiplicatif λ , qui est de l'ordre de 2 à 2,5. C'est ainsi qu'on essaye d'expliquer tous les dips, sans avoir recours à des zéros de non sens, par une interférence destructive entre pôle et coupure.

Ceci dit, je n'entrerai pas ici dans le détail des divers modèles, qui diffèrent essentiellement par leur choix de la paramétrisation des résidus des pôles de Regge. Je me contenterai de citer les deux modèles qui ont publié des prédictions sur les paramètres A et R, que j'aurai l'occasion de confronter avec les résultats de cette expérience.

V - B.- LES PREDICTIONS SUR LES PARAMETRES A et R .

Barger et Phillips (7), en utilisant les règles de somme de moment continu, dérivée des règles de somme à énergie finie, ont mis en évidence la relation

$$A'^+ \simeq \frac{s-u}{4M} B^+ = v B^+$$

entre les amplitudes invariantes A'^+ et B^+ définies comme suit :

$$A'^{\pm}(s, t) = \frac{1}{2} \left[A'_{\pi-P} \pm A'_{\pi+P} \right]$$

$$B^{\pm}(s, t) = \frac{1}{2} \left[B_{\pi-P} \pm B_{\pi+P} \right]$$

Les mêmes auteurs (37) ont ensuite ajusté les résultats expérimentaux existants en tenant compte des règles de somme et ils ont obtenu des valeurs de R négatives à 6 GeV/c, dans l'intervalle de moment de transfert t allant de -0,1 à -0,5 (GeV/c)². Ces résultats sont indiqués sur la figure (38).

La relation précédente liant A'^+ et B^+ , et qui est valable dans le canal où le pomeron est échangé, implique aussi que f_{+-} tend vers zéro quand s tend vers l'infini. En effet, la relation est compatible avec

$$A' = \alpha B = \frac{M(s-u)}{4M^2-t} B = \frac{v B}{1 - \frac{t}{4M^2}}$$

dans le domaine $0 < -t < 2$ (GeV/c)² exploré par ces auteurs. C'est-à-dire que l'amplitude invariante $A = A' - \alpha B$ est nulle. Dans ces conditions

$$\lim_{s \gg M^2} \left(\frac{f_1}{f_2} \right) = \lim \frac{E_P^s + M}{E_P^s - M} \left[\frac{A + B(\sqrt{s} - M)}{-A + B(\sqrt{s} + M)} \right] = 1$$

donc $f_{+-} = (f_2 - f_1) \sin \frac{\theta s}{2}$ croît moins vite que f_{++} quand s tend vers l'infini (voir plus loin le rappel des relations entre ces amplitudes). Sachant alors que les paramètres de polarisation P_0 , A et R peuvent s'écrire en fonction de f_{++} et f_{+-} :

$$I = |f_{++}|^2 + |f_{+-}|^2$$

$$IP_0 = -2 \operatorname{Im} f_{++} f_{+-}^*$$

$$IR = -(|f_{++}|^2 - |f_{+-}|^2) \cos \phi_L - 2 \operatorname{Re} f_{++} f_{+-}^* \sin \phi_L$$

$$IA = (|f_{++}|^2 - |f_{+-}|^2) \sin \phi_L - 2 \operatorname{Re} f_{++} f_{+-}^* \cos \phi_L$$

(où ϕ_L est l'angle entre le proton de recul et le π incident mesuré dans le laboratoire) il apparaît immédiatement que $f_{+-} = 0$ conduit aux valeurs simples :

$$A = \sin \phi_L \quad R = -\cos \phi_L \quad P = 0$$

A et R auront ainsi les mêmes valeurs à haute énergie en π^+P et π^-P quand le pomeranchuk domine.

Une autre prédiction pour les paramètres A et R a été donnée par Cohen-Tannoudji, Morel et Navelet (6). Utilisant, comme nous l'avons dit, une amplitude diffractive et diagonalisant la matrice de recouvrement (38), ces auteurs imposent aussi que l'amplitude d'hélicité-flip dans le canal direct f_{+-} est nulle, pour s grand, quand la singularité de Pomeranchuk domine. Les derniers résultats obtenus par ce modèle et pour R à 6 et 16 GeV/c sont indiqués sur les figures (38) et (39) (J.M. Drouffe, communication privée).

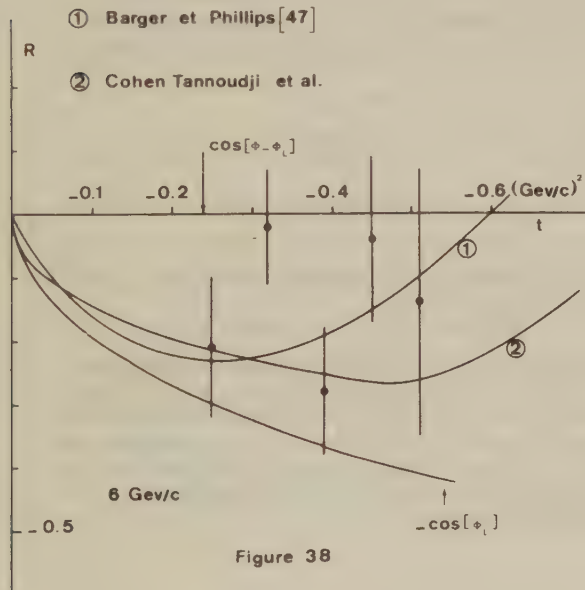


Fig.38 - Comparaison entre les valeurs de R à 6 GeV/c et les prédictions théoriques.

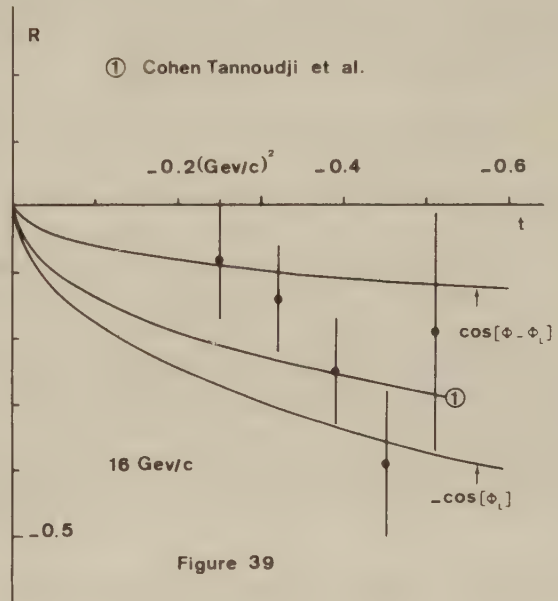


Fig.39 - Comparaison entre les valeurs de R à 16 GeV/c et les prédictions théoriques.

Nous ne saurions trancher, au vu de nos résultats, reproduits aussi sur les figures (38) et (39), entre le modèle diffractif de Cohen-Tannoudji et al. et le modèle de Regge pur de Barger et Phillips. Mais nous sommes en mesure d'atteindre les valeurs des différentes amplitudes de diffusion et, donc, de vérifier en particulier la validité de l'hypothèse f_{+-} (pour le poméron) tendant vers zéro lorsque l'énergie croît.

V - C. - DOMINANCE DE LA SINGULARITE DE POMERANCHUK

Nous avons déjà, et à plusieurs reprises, fait allusion à cette hypothèse de la dominance de la singularité de Pomeranchuk P dans un processus diffractif tel que la diffusion élastique π -proton. C'est en effet une hypothèse actuellement admise et que l'on peut, par exemple, justifier en comparant les sections efficaces totales élastiques des diffusions π^+ - p , π^- - p et π^- - p avec échange de charge. Nous pouvons écrire symboliquement de la façon suivante les contributions aux amplitudes invariantes A et B des pôles P , P' et ρ que l'on peut échanger dans ces trois réactions :

$$A(\pi^- P \rightarrow \pi^- P) = A_P + A_{P'} + A_\rho$$

$$A(\pi^+ P \rightarrow \pi^+ P) = A_P + A_{P'} - A_\rho$$

$$A(\pi^- P \rightarrow \pi^0 N) = -\sqrt{2} A_\rho$$

Le pôle P' serait un pôle "ordinaire", apparenté au f_0 , et dont on suppose que la contribution n'est pas fort différente de celle du ρ . Les deux premières diffusions élastiques diffèrent alors de la troisième essentiellement par la présence de P . Les sections efficaces totales élastiques en mb sont les suivantes, à 6,8 et 17 GeV/c par exemple (39) :

	$\pi^- P$	$\pi^+ P$	$\pi^- P \rightarrow \pi^0 N$
6,8 GeV/c	5,5	$\sim 5,4$	$\sim 0,065$
17 GeV/c	4,1	$\sim 3,8$	$\sim 0,026$

Il y a donc un facteur 100 entre les sections efficaces totales élastiques des diffusions où le P est échangé et de celle où il est absent.

Or, la tendance actuelle, et c'est là un problème très débattu, est de dire que le poméron est essentiellement non hélicité-flip. C'est, comme nous l'avons vu, ce que prétendent démontrer Barger et Phillips (37). Citons encore à ce sujet les expériences sur la photoproduction du ρ (40), également dominée par le poméron. Si ce dernier est réellement dominant dans la diffusion élastique π^- -proton, nous avons ici le moyen de vérifier l'hypothèse de sa non-hélicité-flip, ou bien, lorsque l'énergie augmente, de s'assurer que $f_{+-} \approx g \approx 0$ où g est l'amplitude de spin-flip.

V - D. - LES AMPLITUDES DE DIFFUSION

Le problème qui se pose à nous est de savoir, dans l'hypothèse de la disparition des effets de spin à haute énergie, si l'amplitude qui s'annule lorsque s devient grand est l'amplitude f_{+-} d'hélicité-flip dans la voie s , ou bien l'amplitude f_{01} d'hélicité-flip dans la voie t .

Rappelons les relations qui existent entre les différents couples d'amplitudes de diffusion (voir par exemple la référence 6) :

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \frac{E_P^s + M}{8\pi \sqrt{s}} \left[A + B (\sqrt{s} - M) \right] \\ f_2 &= \frac{E_P^s - M}{8\pi \sqrt{s}} \left[-A + B (\sqrt{s} + M) \right] \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} f_{++} &= (f_1 + f_2) \cos \frac{\theta_s}{2} \\ f_{+-} &= (f_2 - f_1) \sin \frac{\theta_s}{2} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} f_{00} &= \frac{1}{4\pi \sqrt{t}} \left[-p_t A + M q_t \cos \theta_t B \right] \\ f_{01} &= \frac{1}{8\pi} q_t \sin \theta_t B \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} f &= f_1 + f_2 \cos \theta_s \\ g &= f_2 \sin \theta_s \end{aligned} \right\}$$

Nous avons déjà remarqué plus haut que la conservation de l'hélicité dans la voie s ($f_{+-} = 0$, c'est-à-dire $f_1 \simeq f_2$ à haute énergie) exige que l'on ait $A = 0$. Il est tout aussi immédiat de voir que la conservation de l'hélicité dans la voie t ($f_{01} = 0$) revient à écrire $B = 0$. Il est alors intéressant d'étudier le rapport $Q_3 = A'/\sqrt{s} B$, qui dans le premier cas doit tendre vers 1.

Les relations précédentes montrent également que les amplitudes f_{+-} et g s'annulent avec θ_s . Pour comparer donc des amplitudes régularisées et éliminer ces zéros cinématiques à $\theta_s = 0$, nous avons été conduits à calculer les rapports :

$$Q_1 = \frac{g}{f \sin \theta_s}$$

et

$$Q_2 = \frac{F_{+-}}{F_{++} \sin \frac{\theta_s}{2}}$$

Nous pouvons enfin remarquer, en nous reportant aux formules citées dans l'introduction (15 et 16), et donnant A et R en fonction de f et g , que l'hypothèse $g = 0$ conduit à écrire :

$$A = \sin(\Phi - \Phi_L); R = \cos(\Phi - \Phi_L) \text{ et } P_0 = 0$$

$$(\text{car nous avons également } P_0 = \frac{2 \operatorname{Im} f g^*}{|f|^2 + |g|^2})$$

Reportons-nous alors aux figures (38) et (39), correspondant respectivement aux impulsions incidentes de 6 et 16 GeV/c, et sur lesquelles ont été tracées la courbe $-\cos \Phi_L$ (qui correspond à $F_{+-} = 0$) et la courbe $\cos(\Phi - \Phi_L)$ (soit $g = 0$). (Nous n'avons pas tracé la courbe $\cos(\Phi - \Phi_L)$ à 6 GeV/c, car, à cette échelle, elle se confond pratiquement avec l'axe des abscisses). Or, aussi bien à 6 qu'à 16 GeV/c, nos résultats se situent à chaque énergie entre ces deux courbes. Nous ne croyons pas qu'il faille attribuer cette situation à l'imprécision de nos résultats. Ceci semble indiquer que, au moins à ces deux énergies, il n'y a disparition complète ni de l'amplitude de spin-flip g , ni de l'amplitude d'hélicité-flip F_{+-} , dans la voie s . Si d'ailleurs nous devons observer la disparition de l'une de ces deux amplitudes, à plus haute énergie, (en admettant que nous n'ayons pas encore atteint l'énergie asymptotique), il deviendrait difficile de distinguer qui de F_{+-} ou de g s'annule, les courbes $-\cos \Phi_L$ et $\cos(\Phi - \Phi_L)$ se rapprochant l'une de l'autre lorsque l'énergie croît.

Nous aboutissons à la même conclusion (ni F_{+-} ni g ne sont nulles) en examinant les figures (34) et (35), qui représentent en particulier les modules de Q_1 et Q_2 . Ni la moyenne des modules de Q_1 ni la moyenne des modules de Q_2 ne sont compatibles avec zéro.

Sur ces mêmes figures, la moyenne des modules de Q_3 n'apparaît pas non plus très compatible avec 1. Cependant, nous pouvons au moins remarquer que $|Q_3|$ voisin de 1 est incompatible avec l'hypothèse que F_{01} soit nulle (F_{01} est proportionnel à B : B tendant vers zéro donne un rapport Q_3 dont le module tend vers l'infini, si A est fini).

Nous pouvons remarquer encore, sur les figures (36) et (37), que les phases relatives de g par rapport à f , de F_{+-} par rapport à F_{++} , ou enfin de B par rapport à A tendent respectivement vers 180° , -180° et 0° lorsque le moment de transfert se rapproche de la valeur $-0,6 \text{ (GeV/c)}^2$; ceci est en accord avec l'existence d'un zéro de la polarisation normale P_0 , dans la diffusion élastique π^-p , et pour cette valeur particulière de t .

Contribution des différents pôles de Regge.

Nous nous proposons maintenant, sans entrer dans trop de détails, d'essayer de voir dans quelles conditions il est possible d'isoler la contribution éventuelle de l'hélicité-flip du poméron.

Nous savons tout d'abord - et c'est là un fait plus général que le cadre de la technique de Regge - que si le module d'une amplitude se comporte comme s^α , alors sa phase est celle de $\pm(1 \pm i\pi\alpha)$ lorsque s tend vers l'infini. Pour le poméron, et compte tenu du théorème optique qui fixe le signe de la partie imaginaire, nous pouvons écrire de la façon suivante le comportement des amplitudes d'hélicité-flip et de non hélicité-flip par exemple :

$$\begin{aligned} F_{++}^P &= h_{++}^P \exp(-i\pi \frac{\alpha}{2}) \\ F_{+-}^P &= h_{+-}^P \exp(-i\pi \frac{\alpha}{2}) \end{aligned}$$

où, ce qui est important, h_{++}^P et h_{+-}^P sont réels.

Si de plus nous faisons l'hypothèse que nous pouvons négliger la contribution du P' (hypothèse qui permet d'expliquer que les polarisations dans π^+p et π^-p sont approximativement égales et de signe opposé), qu'il n'y a pas de coupure importante, et qu'enfin l'amplitude de non hélicité-flip du ρ est négligeable devant celle du poméron

(F_{++}^{ρ} est déjà supposé négligeable devant F_{+-}^{ρ} pour expliquer la structure de la section efficace différentielle de la diffusion π^- -proton avec échange de charge), alors nous pouvons faire l'approximation suivante :

$$\begin{aligned} F_{++} F_{+-}^* &\simeq (F_{++}^P) (F_{+-}^{P*} + F_{+-}^{\rho*}) \\ &\simeq h_{++}^P e^{-i\pi \frac{\alpha}{2}} (h_{+-}^P e^{+i\pi \frac{\alpha}{2}} + F_{+-}^{\rho*}) \\ &\simeq h_{++}^P h_{+-}^P + F_{++}^P F_{+-}^{\rho*} \end{aligned}$$

$h_{++}^P h_{+-}^P$ étant réel, nous ne pouvons pas espérer isoler une contribution éventuelle de l'hélicité-flip du poméron (h_{+-}^P) dans l'étude de la polarisation normale P_0 , qui vaut :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} P_0 = -\text{Im} F_{++} F_{+-}^* \simeq -2\text{Im} F_{++}^P F_{+-}^{\rho*}$$

Par contre, il est peut-être possible d'isoler cette contribution de l'hélicité-flip du poméron dans la valeur du paramètre R , qui comme nous l'avons vu dans notre cas (pour des petites valeurs du moment de transfert) vaut approximativement :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} R &\simeq -2 \text{Re} F_{++} F_{+-}^* \\ &\simeq -2 h_{++}^P h_{+-}^P - 2 \text{Re} F_{++}^P F_{+-}^{\rho*} \end{aligned}$$

Si nous nous plaçons en effet au voisinage de la valeur $t_0 = -0,6 \text{ (GeV/c)}^2$ où s'annule la trajectoire du ρ , il ne reste que le terme $-2h_{++}^P h_{+-}^P$. Cependant, le problème réel est plus compliqué, car il s'agit alors de comparer plusieurs quantités petites : une éventuelle contribution de l'hélicité-flip du poméron, une contribution des coupures, et enfin une contribution du P' , qui n'est peut-être plus négligeable devant les deux premières. Or, cette valeur particulière t_0 se situe à l'extérieur de l'intervalle que nous avons exploré ici. Les résultats les plus proches de cette valeur que nous donnons le sont de plus avec une incertitude statistique déjà importante, et ne permettent pas de conclure avec précision.

Cas de la diffusion élastique π^+ -proton.

Si nous restons dans le cadre des hypothèses précédentes, en écrivant

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} R \simeq -2h_{++}^P h_{+-}^P - 2\text{Re} F_{++}^P F_{+-}^{\rho*}$$

et si nous nous rappelons que dans le cas des diffusions élastiques π^- -proton et π^+ -protons on peut écrire symboliquement les contributions des différents pôles de la façon suivante :

$$\pi^-P : P + P' + \rho$$

$$\pi^+P : P + P' - \rho$$

alors l'hypothèse $h_{+-}^P = 0$ conduit à écrire, avec les mêmes restrictions que précédemment (contributions éventuelles des coupures et du P') :

$$R(\pi^-p) = -R(\pi^+p)$$

La connaissance des valeurs de R dans le cas de la diffusion élastique π^+p apportera donc un élément supplémentaire dans la discussion de l'existence d'un terme d'hélicité-flip pour le poméron.

V - E Conclusion.

Dans le processus diffractif de la diffusion élastique π^- -proton, à des impulsions initiales de 6 et 16 GeV/c et à des moments de transfert t compris entre $-0,2$ et $-0,5 \text{ (GeV/c)}^2$, nous avons montré, par le calcul des paramètres de polarisation A et R et des différents couples d'amplitudes de diffusion que l'on peut considérer, que, à défaut de la

disparition complète des effets de spin (conservation du spin ou de l'hélicité dans la voie s), on observe au moins une nette dominance de l'amplitude de non spin-flip f , ou de l'amplitude de non hélicité-flip F_{++} dans la voie s , par rapport aux amplitudes correspondantes régularisées de spin-flip g ou d'hélicité-flip F_{+-} . En termes de contributions à ces amplitudes des différents pôles de Regge que l'on peut échanger dans la voie t , et qui sont dominés par la contribution de la singularité de Pomeranchuk, l'interprétation de ces résultats reste encore actuellement très délicate. Ces résultats semblent cependant en accord avec l'idée que le poméron est essentiellement non hélicité-flip, dans l'hypothèse de la dominance de cette singularité. Mais nous croyons qu'il faut attendre avec intérêt une confirmation de ces conclusions dans le calcul des paramètres de polarisation et des amplitudes de diffusion pour le cas de la diffusion élastique π^+ -proton. Les mesures effectuées dans le cas de cette réaction sont actuellement en cours de dépouillement.

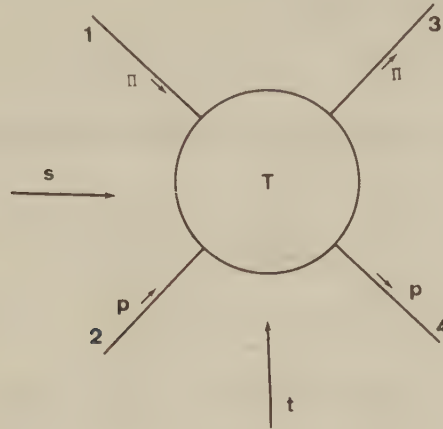
Appendice A

Cinématique de la réaction $\pi^- P \rightarrow \pi^- P$ et notations (41)

Si nous considérons la réaction $\pi^- P \rightarrow \pi^- P$

$$1 + 2 \quad 3 + 4$$

entre les particules 1 ($i = 1$ à 4), correspondant au diagramme



nous devons considérer les masses m_i , les spin s_i , les quadri-impulsions p_i , et, par exemple, les hélicités λ_i des différentes particules. Nous allons noter m la masse de π , et M celle du proton :

$$m_1 = m_3 = m \quad \text{et} \quad m_2 = m_4 = M$$

Les invariants de Lorentz s , t , u considérés habituellement sont donnés par :

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \quad \text{carré de l'énergie dans le centre de masse}$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \quad \text{carré du moment de transfert dans le centre de masse}$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 = \sum_i m_i^2 - s - t$$

Dans l'espace de ces variables, les régions physiques correspondant aux réactions des canaux s , t et u sont limitées par la courbe du 3e degré :

$$\Phi(s, t) \equiv s t u - t (m^2 - M^2)^2 = 0$$

ceci seulement dans le cas particulier de la réaction élastique qui nous intéresse. Ces régions physiques sont ordinairement représentées dans le diagramme de Mandelstam.

Si nous définissons la fonction S_{ij} de la façon suivante :

$$S_{ij} = \left\{ \left[s - (m_i + m_j)^2 \right] \left[s - (m_i - m_j)^2 \right] \right\}^{1/2}$$

Alors l'angle de diffusion θ_s dans le système du centre de masse et pour la réaction du canal s s'écrit :

$$\cos \theta_s = \frac{2 s t + s^2 - s \sum_i m_i^2 + (m^2 - M^2)^2}{S_{12}^2}$$

$$\sin \theta_s = \frac{2\sqrt{s} \sqrt{\Phi(s, t)}}{S_{12}^2}$$

Quant à l'énergie de la particule i , dans le centre de masse, et à son impulsion p_i , elles sont données par :

$$\omega_i = \frac{s + m_i^2 - m_j^2}{2\sqrt{s}}$$

$$p_i = \frac{S_{ij}}{2\sqrt{s}}$$

où j vaut respectivement 2 ou 1 lorsque i vaut 1 ou 2, et où j vaut 4 ou 3 lorsque i vaut 3 ou 4.

Appendice B

Définition des amplitudes de diffusions (42)

Si nous considérons le cas de la diffusion élastique $\pi^- P \rightarrow \pi^- P$, nous pouvons définir les quantités suivantes :

	π^-	P	π^-	P
masses	m_0	M_0	m_0	M_0
quadrимoments	q_1	p_1	q_2	p_2
spins	$S = 0$	$S = 1/2$	$S = 0$	$S = 1/2$

La réaction est décrite à l'aide de $\sum_i (2 S_i + 1) = 4$ amplitudes. Mais la propriété d'invariance par parité permet de limiter ce nombre à deux amplitudes indépendantes.

1°) Amplitudes invariantes A et B et amplitudes d'isospin.

L'élément de la matrice S entre l'état final (β) et l'état initial (α) s'écrit :

$$S_{\beta\alpha} = \delta_{\beta\alpha} + i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_2 + q_2 - p_1 - q_1) 2M_0 \bar{u}_\beta(p_2) T_{\beta\alpha} u_\alpha(p_1)$$

$\delta_{\beta\alpha}$ est la fonction δ

$\delta^{(4)}$ fonction δ qui a pour argument un vecteur doit s'interpréter comme le produit des fonctions δ simples relatives à chaque composante.

$T_{\beta\alpha}$ est l'amplitude de diffusion ainsi définie.

u_α et u_β sont les spineurs de Dirac pour les états initial et final du nucléon.

Quant à la section efficace différentielle, elle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi_1 P_1 \rightarrow \pi_2 P_2) = \frac{M_0^2}{16\pi^2 s} \sum_{(\text{spin})} \left| \bar{u}_\beta T_{\beta\alpha} u_\alpha \right|^2$$

(les invariants de Lorentz s , t et u sont définis dans l'appendice A).

L'amplitude de diffusion $T_{\beta\alpha}$ peut s'exprimer en termes d'amplitudes invariantes A et B indépendantes (48) :

$$T_{\alpha\beta} = A(s, t) - \frac{1}{2} i B(s, t) \gamma_\mu (q_1 + q_2)^\mu \quad (1)$$

Et, pour différents états de charge, on peut indiquer A et B et définir des amplitudes relatives à des états d'isospin donnés :

$$A(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = A\left(\frac{3}{2}\right)$$

$$A(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) = \frac{1}{3} \left[A\left(\frac{3}{2}\right) + 2 A\left(\frac{1}{2}\right) \right]$$

$$A(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = \frac{\sqrt{2}}{3} \left[A\left(\frac{3}{2}\right) - A\left(\frac{1}{2}\right) \right]$$

avec des relations semblables pour B . V. Singh (9) a introduit l'amplitude A' , définie par :

$$A' = A + \frac{M(s-u)}{4M^2 - t} B$$

Les amplitudes invariantes $A(s, t)$ et $B(s, t)$ sont pratiques parce que leurs propriétés analytiques sont simples. Cependant, 2 autres couples d'amplitudes sont fréquemment utilisés, spécialement pour faire des comparaisons avec l'expérience. Ce sont les amplitudes de retournement de spin g et de non retournement de spin f , et les amplitudes d'hélicité f_{++} et f_{+-} .

2°) Amplitudes d'hélicité.

Un état propre d'hélicité - pour une particule a de spin s - est un état pour lequel le spin a une valeur propre définie λ_a dans la direction de l'impulsion de la particule a dans le centre de masse de la réaction. Une amplitude d'hélicité est une amplitude de diffusion prise entre des états propres d'hélicité (43). Pour la diffusion π -p, il y a 2 amplitudes f_1 et f_2 . Il est d'abord pratique d'exprimer l'amplitude de diffusion en termes de matrice de diffusion de Pauli 2×2 , M, pour laquelle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum |\langle \beta | M | \alpha \rangle|^2$$

avec

$$\langle \beta | M | \alpha \rangle = \frac{M_0}{4\pi\sqrt{s}} \bar{u}_\beta T_{\beta\alpha} u_\alpha \quad (2)$$

et en termes d'amplitudes f_1 et f_2 :

$$M = f_1(s, t) + (\sigma \cdot \hat{q}_2) (\sigma \cdot \hat{q}_1) f_2(s, t) \quad (3)$$

où $\hat{q}_1$ et $\hat{q}_2$ sont les vecteurs unitaires le long des impulsions initiale et finale du pion dans le centre de masse du système (où $q_1 = -p_1$ et $q_2 = -p_2$). 2 amplitudes d'hélicité sont à considérer :

$$\begin{aligned} f_{++} &= f_{--} = (f_1 + f_2) \cos \frac{\theta_s}{2} \\ f_{+-} &= -f_{-+} = (f_1 - f_2) \sin \frac{\theta_s}{2} \end{aligned}$$

où θ_s est l'angle de diffusion dans le canal s, dans le système du centre de masse. Il y a donc l'amplitude de non retournement de l'hélicité f_{++} , et l'amplitude de retournement de l'hélicité f_{+-} . Les deux formules précédentes découlent de l'invariance par parité et par renversement du temps (qui ont aussi servi à démontrer qu'il y avait seulement 2 amplitudes invariantes A et B). Et les sections efficaces différentielles avec et sans retournement d'hélicité sont :

$$\frac{d\sigma(+ -)}{d\Omega} = |f_{+-}|^2 = \left[|f_1|^2 + |f_2|^2 - (f_1^* f_2 + f_2^* f_1) \right] \sin^2 \frac{\theta_s}{2}$$

$$\frac{d\sigma(++)}{d\Omega} = |f_{++}|^2 = \left[|f_1|^2 + |f_2|^2 + (f_1^* f_2 + f_2^* f_1) \right] \cos^2 \frac{\theta_s}{2}$$

Quant à la polarisation du proton de recul, pour un état initial non polarisé, elle vaut :

$$P_O(\theta_s) \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sin \theta_s \operatorname{Im} (f_1^* f_2)$$

On doit noter cependant que l'avantage des amplitudes d'hélicité sur les amplitudes invariantes devient réellement significatif pour des systèmes de spin plus compliqués que dans le cas de la diffusion pion-nucléon.

La comparaison entre les équations (1), (2) et (3) permet de relier les amplitudes f_1 et f_2 aux amplitudes invariantes :

$$f_1 = \frac{E + M_0}{8 \pi \sqrt{s}} \left[A + (\sqrt{s} - M_0) B \right]$$

$$f_2 = \frac{E - M_0}{8 \pi \sqrt{s}} \left[-A + (\sqrt{s} + M_0) B \right]$$

où E est l'énergie du nucléon, avec $E^2 = M_0^2 + p^2$.

3°) En termes d'amplitudes de retournement et de non retournement de spin g et f [(43) et (44)] :

$$M = f(s, t) + i \vec{\sigma} \cdot \left[\frac{\hat{q}_1 \wedge \hat{q}_2}{|\hat{q}_1 \wedge \hat{q}_2|} \right] g(s, t)$$

soit : $f = f_1 + f_2 \cos \theta_s$ et $g = -f_2 \sin \theta_s$

La section efficace différentielle s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(s, t)|^2 + |g(s, t)|^2$$

et la polarisation du proton de recul pour un état initial non polarisé :

$$P_0(\theta_s) \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \operatorname{Im} f g^*$$

Quant aux paramètres de Wolfenstein A et R , pour une double polarisation, ils valent [(45) et (46)] :

$$R \frac{d\sigma}{d\Omega} = + 2 \operatorname{Re} f g^* \sin(\theta'_s - \theta_L) + (|f|^2 - |g|^2) \cos(\theta'_s - \theta_L)$$

$$A \frac{d\sigma}{d\Omega} = - 2 \operatorname{Re} f g^* \cos(\theta'_s - \theta_L) + (|f|^2 - |g|^2) \sin(\theta'_s - \theta_L)$$

où θ_L est l'angle dans le laboratoire entre le pion incident et le nucléon de recul, et θ'_s l'angle de diffusion du proton dans le centre de masse.

REFERENCES

- 1 - COFFIN et al., Michigan group, P.R. 159, 1171 (19
- 2 - Lindenbaum, P.R.L. 11, 425 (1963)
- 3 - CERN Polarization, P.L. 24, 77 (1967) ; P.L. 21, 114 (19
- 4 - "Compilation of elastic scattering data" , Geoffrey C. Fox and C. Quigg, January 1970, U C R L - 20001
- 5 - W. Rarita, R.J. Ridell, Jr., C.B. Chin and R.J.N. Phillips, Phys. Rev. 165, 1615 (1968)
- 6 - G. Cohen-Tannoudji, A. Morel and M. Navelet, Nuovo Cimento 48 A, 1075 (1967)
- 7 - V. Barger and R.J.N. Phillips, Phys. Letters 26 B, 730 (1968)
- 8 - A. Della Selva, L. Masperi and R. Odorico, Nuovo Cimento 55 A, 602 (1968)
- 9 - V. Singh, Phys. Rev. 129, 1889 (1963)
- 10 - J.P. Merlo et J. Zsebery, Rapport L PCHE 62-18
- 11 - A 400-Kilojoule superconducting magnet for a polarized target experiment, H. Desportes. The second international conference on magnet technology, Oxford, 11-14 July, 1967.
- 12 - A. de Lesquen, Mesure du paramètre d'asymétrie dans la diffusion π -P à l'aide d'une cible polarisée, thèse de 3e cycle, Paris, 1967.
- 13 - Y. Ducros, Mesure du paramètre de polarisation dans la diffusion élastique proton-proton entre 0,5 et 1,2 GeV. Thèse d'Etat, Faculté des Sciences d'Orsay, 1970
- 14 - A. Abragam et W.J. Proctor, compt. Rend. 246, 2253 (1958)
- 15 - A. Abragam et M. Borghini, compt. Rend. 248, 1803 (1959)
- 16 - M. Borghini et A. Abragam, Supp. Helv. Phys. Acta VI, 143 (1961)
- 17 - A. Abragam, The principles of nuclear magnetism, Oxford, (1961)
- 18 - M. Borghini, Conférence au D Ph PE de Saclay, 1963
- 19 - O.S. Leifson et C.D. Jeffries, Phys. Rev. 122, 1781 (1962)
- 20 - T.J. Schmugge et C.D. Jeffries, Phys. Rev. Letters 9, 268 (1962)
- 21 - P. Autones, G. Cozzika, J.P. Merlo, J. Movchet and J.C. Raoul, Use of a wire chamber polarimeter with core read-out in a pion-proton double scattering experiment with a polarized target, International seminar on filmless Spark and Streamer Chambers, Dubna, avril 1969.

- 22 - A. Boucherie, J. Garcia, J.F. Mougél, Chambre à étincelles à fils et à tores de grandes dimensions, Colloque intern. sur l'électronique nucléaire, Versailles, sept. 1968, Vol. III, p. 17-1.
- 23 - J.C. Raoul, Logique de déclenchement des chambres à étincelles dans une expérience sur la polarisation du proton de recul dans la diffusion pion-nucléon sur cible polarisée, Colloque intern. sur l'électronique nucléaire, Versailles, sept. 1968, vol. III, p. 19-1.
- 24 - J. Movchet, Acquisition des données dans une expérience sur la polarisation du proton de recul dans la diffusion pion-nucléon sur cible polarisée, Colloque intern. sur l'électronique nucléaire, Versailles, sept. 1968, vol. III, p. 18-1.
- 25 - Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists, Herceg-Novi, Mai 18-31, 1964 - Rapport CERN 64-13.
- 26 - Petersen, UCRL 10622 (1963)
- 27 - Jarris et al. (1966), NP 77 (161); Jarris et al. (1965), Ph. Let. 15 (3) 271; Rolland et al. (1966), NP 80 (625); Emmerson (1966), NP 77 (305); Seinberg et al. (1964), Nucl. Ph. 56 (46); Renevey (1967), thèse, Genève.
- 28 - Proceedings of the 1964 easter school for physicists, Hercey-Novi, Rapport CERN 64-13
- 29 - J. Arear, University of California, Radiation Laboratory Report, UCRL - 8417
- 30 - D.J. Hudson, Statistics Lectures, vol. II, Rapport CERN 64-18
- 31 - Relativistic kinematics, R. Hagedorn
- 32 - H.P. Stapp, Phys. Rev. 103, 425 (1956)
- 33 - J. Bystricky, F. Lehar, I.N. Silin, CERN, 26 February 1970, submitted to Nuovo Cimento.
- 34 - J.D. Jackson, Models for high-energy Processes, Revue of Modern Physics, 42, 12 (1970)
- 35 - P. Bonamy et al. : Phys. Letters 23, 501 (1966)
- 36 - A.V. Stirling, P. Sonderegger, J. Kirtz, P. Falk-Vairant, O. Guisan, C. Bruneton, P. Borgeaud, M. Yvert, J.P. Guillaud, C. Caverzasio and B. Amblard : Phys. Rev. Lett., 14, 763 (1965); P. Sonderegger, J. Kirz, O. Guisan, P. Falk-Vairant, C. Bruneton, P. Borgeaud, A.V. Stirling, C. Caverzasio, J.P. Guillaud, M. Yvert and B. Amblard : Phys. Lett., 20, 75 (1966).
- 37 - V. Barger et R.J.N. Phillips, Phys. Letters 29 B, 503 (1969) et article soumis à Phys. Rev.
- 38 - A. Bialas et L. van Hove, Nuovo Cimento 38, 1385 (1965)
- 39 - G. Giacomelli, P. Pini et S. Stagni, A compilation of pion-nucleon scattering data, CERN-HERA 69-1 (1969)
- 40 - F.J. Gilman, J. Pumplin, A. Schwimmer et L. Stodolsky, Phys. Letters, 31 B, (1970) 387. J. Ballam et al., Phys. Rev. Letters, 24, (1970) 960.

- 41 - G. Cohen-Tannoudji, Introduction aux pôles de Regge, école d'été de Gif-sur-Yvette, 8-20 septembre 1969
- 42 - R.J. Eden, High energy collisions of elementary particles, Cambridge, University Press, 1967.
- 43 - M. Jacob et G.C. Wick (1959), Annals of Physics 7, 404.
- 44 - J. Ashkin (1959), Nuovo Cimento Suppl. 14, 221
- 45 - L. Wolfenstein (1954), Phys. Rev. 96, 1654
- 46 - R.J.N. Phillips et W. Rarita (1965), Phys. Rev. 138, B 723 et 139, B. 1336.
- 47 - V. Barger and R.J.N. Phillips, Phys. Rev., 187, 2210 (1969)
- 48 - Chew, G.F., Goldberger, M.L., Low, F.E. et Nambu, Y. (1957); Phys. Rev. 106, 1337.

TABLE DES MATIERES

Chapitre I	INTRODUCTION	1
Chapitre II	DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ANALYSE DES EVENEMENTS	8
	A - Appareillage	8
	1°) Description du faisceau	8
	2°) Le choix de la cible et de l'aimant	9
	3°) Description du polarimètre à chambres à étincelles	10
	4°) Nécessité d'une sélection électronique rapide des événements, et circuits intégrés	11
	5°) Description des compteurs	12
	6°) Description du schéma logique de l'électronique	13
	7°) Processus de l'acquisition des données sur bande magnétique	17
	8°) Contrôle permanent de l'appareillage par le calculateur	18
	B - Dépouillement des données expérimentales	18
	1°) Reconstitution des traces dans l'analyseur	18
	2°) Détermination de l'énergie du proton entrant dans la chambre	20
	3°) Recherche du pouvoir analyseur correspondant à chaque événement	22
	4°) Problème des asymétries instrumentales	24
	5°) Problème du fond	25
Chapitre III	CALCUL DES PARAMETRES DE POLARISATION	30
	A - Choix de la méthode du maximum de vraisemblance	30
	B - Principe de la méthode du maximum de vraisemblance	31
	C - Précession du spin du proton de recul dans le champ magnétique	33
	1°) Correction relativiste	33
	2°) Calculs théoriques de la rotation de la polarisation dans un champ magnétique	33
	3°) Calcul pratique de la rotation du spin ; calcul de la trajectoire du proton	35
	D - Distribution azimutale de la seconde diffusion	39
	E - Calcul des paramètres de polarisation	43
	1°) Choix de la fonction de vraisemblance	43

2°) Les valeurs connues de P_0 et leur incidence sur la fonction de vraisemblance	45
3°) Matrice d'erreur	45
Chapitre IV LES RESULTATS	47
A - Première expérience, valeur de A à 6 GeV/c	47
1°) Les conditions de l'expérience	49
2°) Résultats des mesures	49
B - Mesures du paramètre R à 6 et 16 GeV/c	50
1°) Les conditions de l'expérience	50
2°) Distribution azimutale de la seconde diffusion	50
3°) Effet des différentes coupures	51
4°) Pourcentage de fond	54
5°) Résultats	54
a) Valeurs de R et de A à 6 et 16 GeV/c	54
b) Valeurs recalculées de P_0 à 6 et 16 GeV/c	56
c) Valeurs de la polarisation F du fond	57
6°) Contrôles de cohérence des résultats	58
a) Résultats pour 2 lots distincts de mesures à chaque énergie	58
b) Résultats pour chaque signe de la polarisation de la cible	58
c) Efficacité η du polarimètre	61
C - Les amplitudes de diffusion	62
1°) Relations entre les différents couples d'amplitudes de diffusion	62
2°) Calculs de ces amplitudes	63
3°) Calculs d'erreurs	65
4°) Les résultats	66
Chapitre V INTERPRETATION DES RESULTATS	71
A - Quelques modèles des interactions à deux corps à haute énergie	71
B - Les prédictions sur les paramètres A et R	72
C - Dominance de la singularité de Pomeranchuk	74
D - Les amplitudes de diffusion	74
E - Conclusion	77
Appendice A -	79
Appendice B -	80

